Untersuchungen zur Energiebilanz von Hochfrequenzentladungen in Edelgasen

INAUGURAL-DISSERTATION
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

Vorgelegt von
Klaus Eidmann
aus Dortmund

Marburg/Lahn 1969

E. Symon · Foto-Druck · 355 Marburg/L. · Friedrichstr. 3

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534905_0023

Untersuchungen zur Energiebilanz von Hochfrequenzentladungen in Edelgasen

INAUGURAL-DISSERTATION
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

Vorgelegt von
Klaus Eidmann
aus Dortmund

Marburg/Lahn 1969

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Philipps-Universität Marburg/Lahn als
Dissertation angenommen am 19.6.1969
Tag der mündlichen Prüfung am 2.7.1969
Berichterstatter: Prof. Dr. W. Walcher
Mitberichterstatter: Prof. Dr. S. Großmann

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

Seite

1. Einleitung 5
2. Leistungsmessungen 6
   2.1. Eine neue Methode zur Messung der vom Neutralgas in schwach ionisierten Gasen aufgenommenen Wärmeleistung 6
      2.1.1. Bisherige Meßmethode 6
      2.1.2. Beschreibung der neuen Meßmethode 7
      2.1.3. Überprüfung der Voraussetzungen für das beschriebene Meßverfahren im Fall einer Edelgasentladung 9
   2.2. Messungen 14
      2.2.1. Versuchsanordnung 14
      2.2.2. Diskussion der gemessenen Druckzeitkurven 17
      2.2.3. Ergebnisse der Leistungsmessungen 22
3. Sondenmessungen 27
   3.1. Versuchsanordnung 27
   3.2. Die Auswertung des Elektronenstromes 30
      3.2.1. Der Einfluß hochfrequenter Spannungen 34
      3.2.2. Die Beeinflussung des Elektronenanlaufstromes durch Stöße 37
      3.2.3. Störung der Entladung durch die Sonden 39
      3.2.4. Folgerung für die Auswertung der Sondenkennlinien 41
   3.3. Die Auswertung des Ionenstromes 42
   3.4. Ergebnisse der Sondenmessungen 46
4. Die Deutung der an der Ringentladung gewonnenen Versuchsergebnisse 50
   4.1. Allgemeine Bemerkungen zur Theorie der Ringentladung 50
   4.2. Die Verteilungsfunktion der Elektronen 51
   4.3. Diskussion der Teilchenbilanzen (im Fall Argon) 55
      4.3.1. Aufstellung der Teilchenbilanzen 55
      4.3.2. Vergleich mit dem Experiment 60
      4.3.3. Diskussion einiger Vernachlässigungen 62
      4.3.4. Die Dichte der angeregten Atome 63
   4.4. Die Deutung der in die Gasaufheizung gehenden Leistung L_v 64

4.5. Die Energiebilanz der Elektronen 71
4.5.1. Die lokale Energiebilanz der Elektronen und die Ortsabhängigkeit der Elektronentemperatur 71
4.5.2. Die Berechnung der Leistungsbilanz der Elektronen für die gesamte Entladung und der Vergleich mit dem Experiment im Fall Argon 73
5. Zusammenfassung der Ergebnisse 78

Anhang I: Ergänzung zu Abschnitt 3.2.3. 79
Anhang II: Zusammenstellung einiger Wirkungsquerschnitte 82
Anhang III: Liste häufig benutzter Abkürzungen 84

Literaturverzeichnis 86

1. E I N L E I T U N G

Obschon eine Reihe von Untersuchungen der Energiebilanz von Gasentladungen in der Literatur zu finden sind (/1,2, 4,10,19/), ist ihre Messung immer noch von Interesse, da einerseits die älteren Messungen Widersprüche quantitativer Art aufweisen, andererseits aufgrund der Kenntnis der Energiebilanz Aufschlüsse über die für den Entladungsmechanismus wesentlichen Elementarprozesse zu erhoffen sind.

Bei nicht zu kleinen Drücken wird ein wesentlicher Teil der von einer Gasentladung aufgenommenen Gesamtleistung infolge elastischer Elektron-Atom-Stöße zur Aufheizung des Neutralgases benutzt. Daher ist es von Bedeutung, diese Wärmeleistung zur Bestimmung der Energiebilanz von Gasentladungen zu messen.

Bei unseren früheren Untersuchungen des zeitlichen Verhaltens des Neutralgasdruckes in gepulsten Hochfrequenzentladungen (/20,21/) ergab sich ein Verfahren zur Messung der vom Neutralgas in schwach ionisierten Gasen aufgenommenen Wärmeleistung. Gegenüber älteren Meßverfahren (/1...4/), die diese Wärmeleistung aus dem stationären Druckanstieg, der beim Einschalten der Entladung auftritt, oder aus der Temperatur des aufgeheizten Gases bestimmen, besitzt unser Verfahren den Vorteil, daß die Verteilung der Wärmequellen im Neutralgas nicht bekannt zu sein braucht.

Wir haben mit Hilfe dieses Verfahrens Leistungsmessungen an Hochfrequenzentladungen - insbesondere an einer hochfrequenten Ringentladung - in Edelgasen durchgeführt. Gleichzeitig wurde die Dichte und die Temperatur bzw. die Energieverteilung der Elektronen, die für die physikalische Deutung der Leistungsmessungen von Interesse sind, mit Hilfe von Langmuir-Sonden bestimmt.

2. L E I S T U N G S M E S S U N G E N

2.1. Eine neue Methode zur Messung der vom Neutralgas in schwach ionisierten Gasen aufgenommenen Wärmeleistun

2.1.1. Bisherige Meßmethode

Die dem Neutralgas einer Gasentladung zugeführte Wärmeleistung L_v führt zu einer Erhöhung der Gastemperatur, die durch die Energiebilanz des Neutralgases (Wärmeleitungsgleichung) festgelegt ist. Bekannt ist die Methode, aus dieser Temperaturerhöhung bzw. dem damit verbundenen Druckanstieg die Leistung L_v zu bestimmen (/1...4/). Der Nachteil dieser Methode besteht in folgenden Punkten:

1) Die örtliche Verteilung der Wärmequellen muß bekannt sein. Das bedeutet für den Fall der Aufheizung des Neutralgases durch elastische Elektronenstöße, daß die örtliche Abhängigkeit der Dichte und der Temperatur der Elektronen bekannt sein muß, wie das z.B. in einer positiven Säule einer Gleichstromentladung der Fall ist, die sich durch die Schottky-Theorie (/5/) beschreiben läßt. Schwierigkeiten bereitet dagegen die Bestimmung der örtlichen Verteilung der Wärmequellen in komplizierteren Fällen, wie in einer eingeschnürten Entladung, die bei höheren Stromstärken und Gasdrücken auftritt, in einer geschichteten Entladung oder in einer Hochfrequenzentladung.

2) Die Art des Wärmetransportes, der durch Konvektion bzw. Wärmeleitung erfolgen kann, muß bekannt sein. Bei überwiegendem Transport infolge Wärmeleitung kann die Berechnung der Gasaufheizungsleistung L_v aus dem stationären Druckanstieg mit Hilfe der Wärmeleitungsgleichung durch die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit des Neutralgases erschwert sein.

2.1.2. Beschreibung der neuen Meßmethode[1)]

Die dem Neutralgas zugeführte Wärmeleistung L_v erhöht die (kinetische) Energie W des Neutralgases und erzeugt einen durch Wärmeleitung und Konvektion verursachten Wärmestrom I_W zur Wand des Entladungsgefäßes. Folglich ist:

$$L_v(t) = I_W(t) + \dot{W}(t) \qquad (2.1)$$

Die kinetische Energie W des Neutralgases setzt sich aus einem gerichteten und einem ungerichteten Anteil zusammen. Ein gerichteter Anteil kann durch Schallschwingungen und durch Konvektion verursacht sein. Bei genügend hohen Drucken ist der gerichtete Anteil gegenüber dem ungerichteten Anteil vernachlässigbar, s. Abschn. 2.1.3. Dann ist

$$W = \int \frac{z}{2} n_N k T_N d^3\vec{r} = \int \frac{z}{2} p d^3\vec{r}, \qquad (2.2)$$

wobei die Integration über das gesamte Volumen V des Entladungsgefäßes zu erstrecken ist. n_N ist die Teilchendichte, T_N die Temperatur, p der Druck, z die Zahl der Freiheitsgrade der Neutralteilchen. Es soll eine temperaturunabhängige Wärmekapazität vorausgesetzt werden[2)], so daß sich die Zahl der Freiheitsgrade z als orts- und zeitunabhängig betrachten läßt. Ferner ist der Druck p

---

[1)] Verkürzt ist diese Meßmethode in (/6/) wiedergegeben.

[2)] Diese Voraussetzung ist im Einzelfall durch eine Untersuchung der Zustandssumme zu überprüfen. Sie ist in Edelgasen (z = 3) über ein großes Temperaturintervall erfüllt, gilt jedoch in Molekülgasen, in denen auch Rotationen und Schwingungen der Moleküle angeregt werden, ferner Dissoziationen stattfinden können, nur über ein kleineres Temperaturintervall.

bei einer genügend hohen Neutralgasdichte ortsunabhängig (s. Abschn. 2.1.3.). Unter diesen Voraussetzungen ist

$$W = \frac{z}{2} pV \tag{2.3}$$

und Gl. (2.1) wird

$$L_v(t) = I_W(t) + \frac{z}{2} V\dot{p} \tag{2.4}$$

Durch Anwendung von Gl. (2.4) läßt sich L_v zu irgendeinem Zeitpunkt t' durch ein Verfahren bestimmen, das von Abb. 2.1 veranschaulicht wird. Hier ist ein für

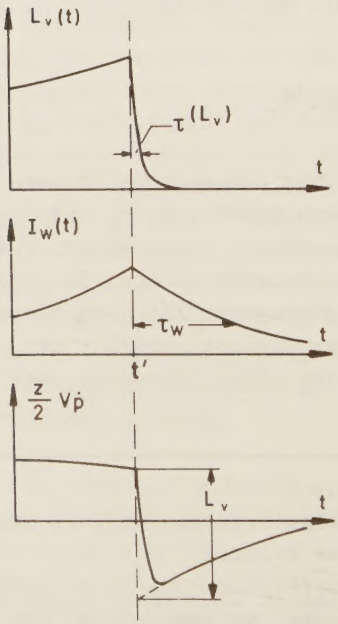

Abb. 2.1 Zeitlicher Verlauf der Gasaufheizungsleistung I des Wärmestromes I_W zur Wand und der zeitlichen Änderung der inneren Energie $\frac{z}{2} V\dot{p}$ (schematisch)

Zeiten $< t'$ beliebiger zeitlicher Verlauf der Wärmeleistung L_v aufgezeichnet. Zur Zeit t' werde die Entladung abgeschaltet. L_v erreicht dann den Wert Null mit einer

endlichen Zeitkonstanten $\tau^{(L_v)}$, die durch Eigenschaften der Entladung festgelegt ist. Wir wollen voraussetzen, daß $\tau^{(L_v)}$ klein gegen die charakteristische Zeit τ_W ist, mit der der Wärmeausgleich im Neutralgas erfolgt (s. Abschn. 2.1.3.). Der zu dem zeitlichen Verlauf von L_v gehörige Wärmestrom ist in Abb. 2.1 ebenfalls schematisch eingezeichnet. Nach dem Abschalten der Wärmequellen (Zeitpunkt t') nimmt der Wärmestrom mit der für den Temperaturausgleich im Neutralgas charakteristischen Zeitkonstanten τ_W ab. Für die zeitliche Änderung der inneren Energie $\frac{z}{2}\dot{p}V$ des Neutralgases resultiert nun nach Gl. (2.4) ein Verlauf, der zur Zeit t' einen "Sprung" um den Wert $L_v(t')$ macht. Es ist also

$$L_v(t') = \frac{z}{2} V \lim_{\vartheta \to 0} (\dot{p}(t'-\vartheta) - \dot{p}(t'+\vartheta)) \qquad (2.5)$$

Physikalisch ist der Grenzübergang $\vartheta \to 0$ in Gl. (2.5) durch die endliche Schaltzeit $\tau^{(L_v)}$ der Wärmequellen begrenzt.

Nach Gl. (2.5) läßt sich $L_v(t')$ durch Messung des zeitlichen Verlaufs des Neutralgasdruckes bestimmen. In dem Spezialfall einer stationär brennenden Entladung vereinfacht sich Gl. (2.5) zu:

$$L_v = \frac{z}{2} V \lim_{\vartheta \to 0} |\dot{p}(t'+\vartheta)| \qquad (2.6)$$

In diesem Fall ergibt sich die Gasaufheizungsleistung L_v aus dem zeitlichen Druckabfall $\dot{p}$ zum Zeitpunkt des Ausschaltens der Entladung.

2.1.3. Überprüfung der Voraussetzungen für das beschriebene Meßverfahren im Fall einer Edelgasentladung

Wir wollen die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit der beschriebenen Meßmethode im Fall einer Edelgasentladung überprüfen. Es soll dabei angenommen werden, daß die Wär-

me im Neutralgas durch Wärmeleitung transportiert wird. Das Neutralgas soll im wesentlichen durch elastische Elektron-Atom-Stöße aufgeheizt werden. Prinzipiell kommen noch einige andere Aufheizungsmechanismen in Betracht, die aber wahrscheinlich von untergeordneter Bedeutung sind (s. Abschn. 4.4.).

1) Die Wärmequellen müssen genügend rasch abschaltbar sein: ($\tau^{(L_v)} \ll \tau_W$):
Die Wärmeausgleichszeit des Neutralgases τ_W berechnet sich bei Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit zu (vgl. (/7/)):

$$\tau_W = \frac{\Lambda'^2}{a_p} , \quad a_p = \frac{K}{m_N n_N c_p} , \tag{2.7}$$

wobei Λ' eine für den Wärmeausgleich charakteristische Länge des Entladungsgefäßes, a_p die Temperaturleitfähigkeit, K die Wärmeleitfähigkeit und c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck ist.

Wir berechnen nun die charakteristische Zeitkonstante der Wärmequellen $\tau^{(L_v)}$. Im Fall einer Neutralgasaufheizung durch elastische Elektron-Atom-Stöße ist die dem Neutralgas je Volumeneinheit zugeführte Wärmeleistung (vgl. Abschn. 4.4.):

$$P_v = n_e \bar{\nu} \frac{2m_e}{m_N} \cdot \frac{3}{2} k (T_e - T_N) \tag{2.8}$$

$\bar{\nu}$ ist ein geeigneter Mittelwert der elastischen Stoßfrequenz im Geschwindigkeitsraum der Elektronen, $(2m_e/m_N) \cdot \frac{3}{2} k (T_e - T_N)$ die bei einem elastischen Stoß im Mittel von einem Elek ron an das Atom abgegebene Energie. Wird das elektrische Feld, in dem die Elektronen sich aufheizen momentan abgeschaltet, kühlen sich die Elektronen durch elastische Elektron-Atom-Stöße ab mit einer Zeitkonstanten

$$\tau^{(T_e)} = \frac{m_N}{2m_e} \frac{1}{\bar{\nu}} \tag{2.9}$$

Geben die Elektronen auch in inelastischen Stößen Energie ab, verkleinert sich $\tau^{(T_e)}$ noch gegenüber dem Wert von Gl. (2.9).

Die Elektronendichte n_e nimmt bei einer dominierenden Trägervernichtung durch ambipolare Diffusion mit anschließender Wandrekombination mit einer Zeitkonstanten

$$\tau^{(n_e)} = \frac{\Lambda^2}{D_a} \tag{2.10}$$

ab, wobei Λ eine für die Diffusion charakteristische Länge des Entladungsgefäßes und D_a der ambipolare Diffusionskoeffizient ist. Bei Berücksichtigung einer Trägervernichtung durch Volumenrekombination, die bei höheren Drucken eine Rolle spielen kann, nimmt die Elektronendichte rascher ab, und $\tau^{(n_e)}$ wird kleiner als der Wert in Gl. (2.10). Für die charakteristische Zeitkonstante $\tau^{(L_v)}$ der Wärmequellen ergibt sich mit den Gln. (2.8, 2.9, 2.10):

$$\tau^{(L_v)} = \left(\frac{1}{\tau^{(T_e)}} + \frac{1}{\tau^{(n_e)}}\right)^{-1} = \left(\frac{2m_e}{m_N}\bar{\nu} + \frac{D_a}{\Lambda^2}\right)^{-1} . \tag{2.11}$$

Da $\bar{\nu} \propto p$, $D_a \propto p^{-1}$, ist $\tau^{(L_v)}$ im Bereich niedriger Drücke durch die ambipolare Diffusion der Ladungsträger, im Bereich höherer Drücke durch die Abkühlung der Elektronen bestimmt. Im letzteren Fall ist $\tau^{(L_v)} \approx \tau^{(T_e)}$ und die Bedingung $\tau^{(L_v)} \ll \tau_W$ läßt sich in dem Fall mit Hilfe der Gl. (2.7) und (2.9) in der Form

$$\sqrt{\frac{m_N}{m_e}} \frac{\lambda_e \lambda_N}{L_E^2} \sqrt{\frac{T_N}{T_e}} \ll 1 \tag{2.12}$$

schreiben, wobei für die Wärmeleitfähigkeit des Neutralgases der Zusammenhang $K \propto k n_N w_N \lambda_N$ benutzt wurde. w_N ist die mittlere thermische Geschwindigkeit der Atome, L_E ist die cha-

rakteristische Ausdehnung des Entladungsgefäßes - z.B. der Radius eines zylindrischen Entladungsgefäßes.

Bei ausreichend hohen Drücken ist die Bedingung (2.12) erfüllt. Zur Veranschaulichung sind die Zeitkonstanten $\tau^{(T_e)}$, $\tau^{(n_e)}$, $\tau^{(L_v)}$ und τ_W in Abhängigkeit vom Druck im Fall eines unendlich langen zylindrischen Entladungsgefäßes und im Fall Argon in Abb. 2.2 dargestellt. Die charakteristischen Längen Λ' und Λ

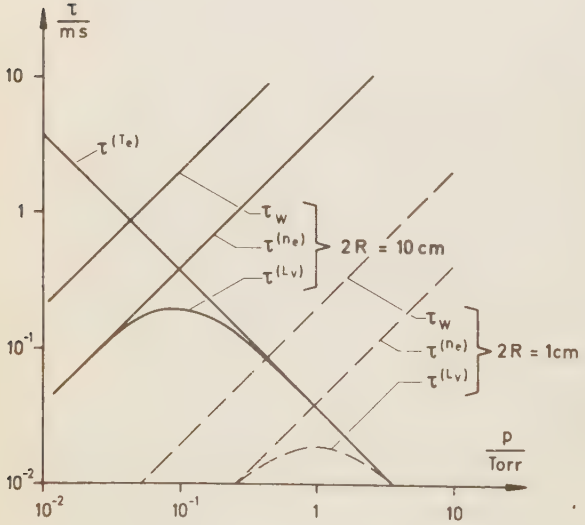

Abb. 2.2 Die Druckabhängigkeit der charakteristischen Ausgleichszeiten für den Neutralgasdruck (τ_W), die Elektronendichte ($\tau^{(n_e)}$), die Elektronentemperatur ($\tau^{(T_e)}$) und die Wärmequellen ($\tau^{(L_v)}$) für ein unendlich langes zylindrisches Entladungsgefäß vom Radius R

sind in dem Fall $\Lambda' = R/2{,}82$ (vgl. (/7/)) und $\Lambda = R/2{,}40$. Auf eine Berücksichtigung der (schwachen) Druckabhängigkeit der Elektronentemperatur wurde bei der Berechnung der Zeitkonstanten verzichtet und mit einer konstanten Elektronentemperatur $U_e = kT_e/e = 1V$ gerechnet. Dieser Wert ist im Bereich höherer Drücke realistisch (s. unsere Messungen, Abschn. 3.3). Der ambipolare Diffusionskoeffizient $D_a \approx U_e \mu_i$ ist mit dem Wert für die Ionenbeweglichkeit $\mu_i = 1{,}2 \cdot 10^3 \cdot (\frac{p}{\text{Torr}})^{-1} \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ (/9/) berechnet. Die in Abb. 2.2 dargestellten Druckabhängigkeiten der verschiedenen charakteristischen Zeiten sind im Bereich kleiner Drücke nur soweit richtig wiedergegeben, wie

die jeweiligen freien Weglängen klein gegen den Rohrdurchmesser sind. Aus Abb. 2.2 ist ersichtlich, daß die Bedingung $\tau_W \gg \tau^{(L_v)}$ in dem Bereich höherer Drücke gut erfüllt ist, in dem die Zeitkonstante der Wärmequellen $\tau^{(L_v)}$ durch die Abkühlung der Elektronen bestimmt wird. Im Fall eines Rohres vom Durchmesser 2R = 10cm ist das im vorliegenden Beispiel für Drücke $p > 0{,}1$Torr, für Rohre von kleinerem Durchmesser bei entsprechend höheren Drücken der Fall. Im Bereich niedriger Drücke, in dem $\tau^{(L_v)}$ durch die ambipolare Diffusion bestimmt wird, ist $\tau^{(L_v)}/\tau_W \approx 0{,}2$ und die Bedingung $\tau^{(L_v)} \ll \tau_W$ ist nur schlecht erfüllt.

2) Örtliche Druckinhomogenitäten müssen vernachlässigbar sein:
Örtliche Druckinhomogenitäten können z.B. durch Anregung von akustischen Druckschwingungen verursacht sein, wie sie von Berlande et al. (/8/) im Nachleuchten von Kondensatorentladungen beobachtet wurden. In einer ausführlichen Untersuchung konnten wir in (/7/) zeigen, daß örtliche Druckinhomogenitäten vernachlässigbar sind, sofern die freie Weglänge der Neutralteilchen klein gegenüber der charakteristischen Ausdehnung des Entladungsgefäßes ist. In diesem Fall sorgen offenbar genügend Stöße zwischen den Atomen für die Umwandlung gerichteter kinetischer Energie in ungerichtete thermische Energie des Neutralgases.

3) Der Elektronendruck und der Ionendruck müssen vernachlässigbar sein:
Sofern die Messung des Neutralteilchendruckes aus meßtechnischen Gründen auf eine Messung des Totaldruckes hinausläuft, muß der Elektronendruck[3)] vernachlässigbar klein gegenüber dem Neutralteilchendruck sein, d.h. der Ionisierungsgrad darf nicht zu groß sein. Aber auch wenn der Ionisierungsgrad $\ll 1$

---

3) Der Ionendruck ist im Fall einer im Vergleich zur Ionentemperatur großen Elektronentemperatur gegenüber dem Elektronendruck vernachlässigbar.

ist, liegt noch kein ausreichendes Kriterium zur Vernachlässigung des Elektronendruckes vor, da der Elektronendruck $p_e = n_e k T_e$ mit dem stationären Neutralgasdruckanstieg Δp zu vergleichen ist, der beim Einschalten der Entladung auftritt und der - wie der Elektronendruck - der Elektronendichte proportional ist. Berechnet man Δp aus der stationären Wärmeleitungsgleichung $\mathrm{KdivgradT_N} = -P_V$ und benutzt man für P_V Gl. (2.8), ergibt sich, daß die Forderung $p_e \ll \Delta p$ identisch ist mit der von dem Ionisierungsgrad unabhängigen Ungleichung

$$\sqrt{\frac{m_N}{m_e}}\,\frac{\lambda_e \lambda_N}{L_E^2}\sqrt{\frac{T_N}{T_e}} \ll 1, \qquad (2.12)$$

die bei hohem Neutralteilchendruck erfüllt ist. L_E ist wieder eine charakteristische Ausdehnung des Entladungsgefäßes. Nach (2.12) ist die Forderung $p_e \ll \Delta p$ identisch mit der Forderung $\tau^{(T_e)} \ll \tau_W$. Der Grund liegt darin, daß grob die Relation $\Delta p/\tau_W \approx p_e/\tau^{(T_e)}$ gilt. Diese Relation sagt aus, daß sich nicht die schärfere Bedingung $\dot{p}_e \ll \dot{p}$ fordern läßt. Sofern jedoch $\Delta p \gg p_e$ bzw. $\tau^{(T_e)} \ll \tau_W$ ist, wirkt sich das nicht störend auf die Messung von p zum Zeitpunkt des Abschaltens der Entladung aus.

2.2. Messungen

2.2.1. Versuchsanordnung

Mit Hilfe der beschriebenen Meßmethode haben wir die Gasaufheizungsleistung stationär brennender Hochfrequenzentladungen in Edelgasen gemessen. Abb. 2.3 zeigt schematisch die Versuchsanordnung.

Eine Ringentladung wurde in einem zylindrischen Gefäß aus Duranglas von 20cm Länge und 11.5cm Durchmesser erzeugt. In das Entladungsgefäß sind (in Abb. 2.3 nicht gezeigte) Langmuir-Sonden eingebaut, wir verweisen hierzu auf Kap. 3. Die

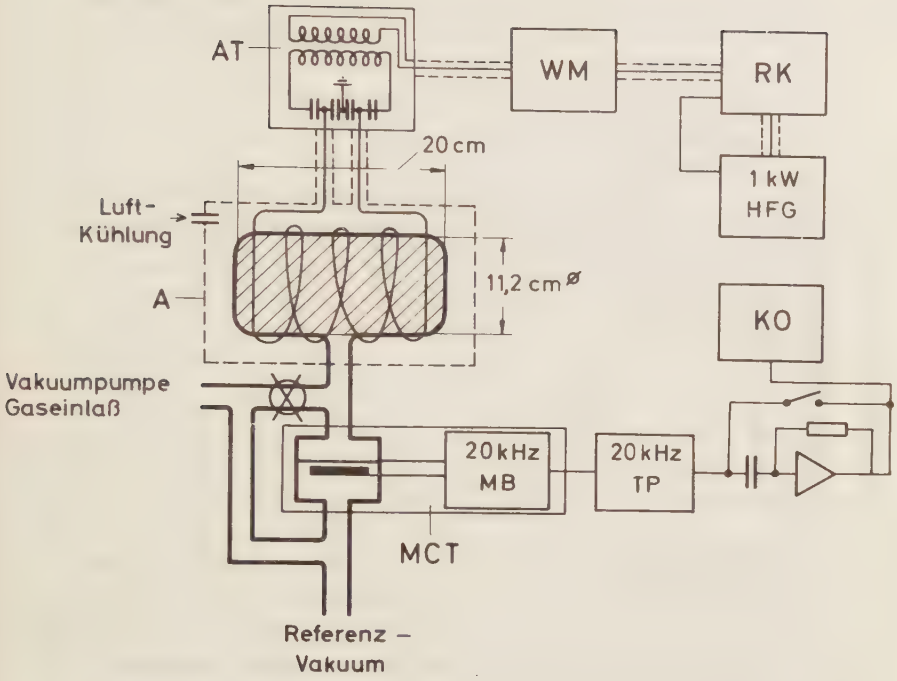

Abb. 2.3 Schema der Versuchsanordnung. HFG Hochfrequenzgenerator, RK Richtkoppler, WM Wattmeter, AT Anpassungstransformator, KO Kathodenstrahloszillograph, TP Tiefpaß, MB Meßbrücke, MCT Kapazitätsmembranmanometer, A Abschirmung

Hochfrequenzspule bestand aus Kupferlitze (Querschnitt etwa 10 x 2 mm), die in vier Windungen direkt auf das Glasgefäß gewickelt war. Die ganze Ringentladung war von einer Abschirmung (A) umgeben, um die Meßelektronik (Druckmessung, Sondenmessung) vor hochfrequenten Streufeldern zu schützen. Zur Abführung der erzeugten Wärme beim Betrieb der Entladung diente eine Luftkühlung. Die Wandtemperatur des Entladungsgefäßes erreichte beim Betrieb der Entladung nicht größere Werte als

etwa 50°C. Neben der Ringentladung haben wir in einigen früheren Experimenten eine kapazitiv angekoppelte Hochfrequenzentladung koaxialer Geometrie (s. Abb. 2.4) benutzt. Zum Aus-

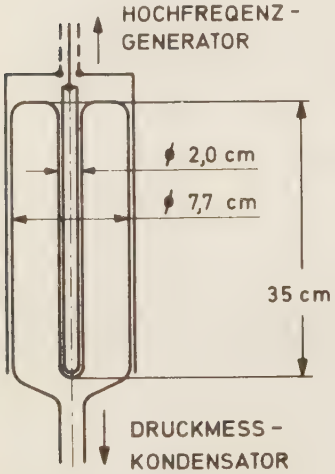

Abb. 2.4 Kapazitiv angekoppelte Hochfrequenzentladung koaxialer Geometrie

pumpen des Entladungsgefäßes diente eine Quecksilberdiffusionspumpe, der erreichbare Enddruck war $< 10^{-6}$ Torr. Als Entladungsgas wurden käufliche Edelgase benutzt, die laut Hersteller einen Reinheitsgrad von 99,99% aufwiesen. Eine Titangetterzelle diente zur weiteren Säuberung der Edelgase.

Die elektrische Leistung für die Entladung wurde von einem kommerziellen 1kW Hochfrequenzgenerator (HFG)(Funkamateursender, National NCX-5 und NCX-2000) erzeugt, der bei 28,5MHz arbeitete. Die gesamte von der Entladung aufgenommene elektrische Leistung (L_t) haben wir mit einem Wattmeter (WM)(Typ NAN, Rohde und Schwarz) gemessen. Zur elektrischen Anpassung der Entladung auf den Hochfrequenzgenerator, der einen festen 50Ω-Ausgang besitzt, diente ein Anpassungstransformator (AT) ("Matchbox", Johnson). Falls die Entladung während des Betriebes ihren Zustand änderte, konnte es zur Fehlanpassung kommen. Um eine Zerstörung der Endstufe des Hochfrequenzge-

nerators in diesem Fall zu vermeiden, wurde der Hochfrequenzsender von einem Richtkoppler (RK) bei Fehlanpassung automatisch abgeschaltet.

Die Abschaltzeit für das die Entladung unterhaltende elektrische Hochfrequenzfeld ist $<10^{-5}$s.

Der Druck wurde mit einem Kapazitätsmembranmanometer (MCT) (Varian MAT) gemessen. Damit ließen sich Differenzdrücke sowie - bei der Verwendung eines Referenzvakuums - Absolutdrücke messen. Die Änderung der Kapazität des Membranmanometers wurde von diesem Gerät mit einer 20kHz Wechselstrom-Meßbrücke (MB) gemessen. Zur Messung schneller Druckänderungen erwies sich die am Schreiberausgang des MCT erscheinende 20kHz-Wechselspannung, die dem Meßsignal überlagert ist, als störend. Zur Unterdrückung diente ein 20kHz-Tiefpaß (TP). Die Zeitkonstante der gesamten Druckmeßanordnung ist <1ms. Das am Filterausgang erscheinende druckproportionale Spannungssignal wurde wahlweise direkt oder von einem Rechenverstärker zeitlich differenziert einem Kathodenstrahloszillographen (KO) zugeführt. Das Oszillographenbild wurde fotografiert. Gleichzeitig mit der Betätigung des Fotoverschlusses wurde der Kathodenstrahloszillograph getriggert und der Hochfrequenzgenerator über ein in Abb. 2.3 nicht gezeigtes Verzögerungsglied (RC Glied) ein- oder ausgeschaltet.

2.2.2. Diskussion der gemessenen Druckzeitkurven

Ein Beispiel für den zeitlichen Verlauf des Neutralgasdruckes p(t) zeigt Abb. 2.5 für den Fall des Einschaltens und Abb. 2.6 für den Fall des Abschaltens der Entladung. Die Ein- und Ausschaltkurven sind - abgesehen vom Vorzeichen - nicht ähnlich; zum Zeitpunkt des Ein- bzw. Ausschaltens ist $|\dot{p}_{ein}| > |\dot{p}_{aus}|$. Der Grund für dieses Verhalten liegt nach unserer Meinung im zeitlichen Verhalten der Wärmequellen für das Neutralgas. Im Fall des Einschaltens erreicht die Gas-

Abb. 2.5 Zeitlicher Druckverlauf im Fall des Einschaltens einer Entladung, p = 26Torr, Koaxialgefäß (s.Abb. 2.4)

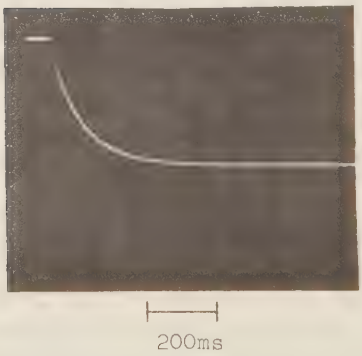

Abb. 2.6 Zeitlicher Druckverlauf im Fall des Ausschaltens einer Entladung, sonst wie Abb. 2.5

aufheizung (durch elastische Stöße zwischen den Elektronen und den Atomen) erst mit der Elektronendichte ihren statio-

nären Endwert (s. Gl. 2.8). Als Komplikation kommt noch hinzu, daß der zeitliche Verlauf des elektrischen Feldes, in dem sich die Elektronen aufheizen, infolge von Abschirmeffekten durch Raumladungen von dem zeitlichen Anwachsen der Trägerdichte mitbestimmt wird. Im Fall des Einschaltens ist also $\tau^{(L_v)} \approx \tau^{(n_e)}$ und die Bedingung $\tau^{(L_v)} \ll \tau_W$ ist schlecht erfüllt, s. Abb. 2.2. Beim Ausschalten ist hingegen das zeitliche Verhalten der Wärmequellen durch die Abkühlung der Elektronen bestimmt und die Bedingung $\tau^{(L_v)} \ll \tau_W$ ist nach (2.12) und Abb. 2.2 bei nicht zu kleinen Drücken gut erfüllt. Wir haben aus diesem Grunde für die Bestimmung der Gasaufheizungsleistung der stationär brennenden Entladung stets die zeitliche Änderung des Druckes im Fall des Ausschaltens benutzt.

Wir wollen den zeitlichen Druckverlauf im Fall des Ausschaltens eingehender diskutieren. Die logarithmische Auftragung von $\Delta p(t) =: p(t) - p(t = \infty)$ zeigt, daß der zeitliche Druckverlauf für nicht zu kleine Zeiten nach dem Abschalten ein Exponentialgesetz erfüllt, s. Abb. 2.7. Sofern der Wärmeausgleich durch Wärmeleitung verursacht ist, berechnet sich die Zeitkonstante τ_W des Druckausgleichs nach Gl. (2.7) zu

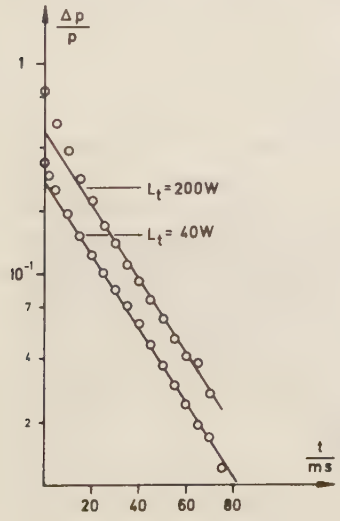

Abb. 2.7
Logarithmische Auftragung des zeitlichen Druckverlaufes in der Ringentladung nach dem Ausschalten der Entladung (Argon, p = konst. = 1,85Torr, L_t = 40W und 200W)

$$\tau_W = \frac{\Lambda'^2 m_N n_N c_p}{K} \propto \frac{\Lambda'^2}{K} p \qquad (2.7)$$

Die aus den Abschaltkurven ermittelten Zeitkonstanten τ_W zeigen eine solche Abhängigkeit vom Absolutdruck p, von der Wärmeleitfähigkeit K und der durch die Geometrie bestimmten Länge Λ', s. Abb. 2.8 und 2.9. Abweichungen der Meßpunkte von

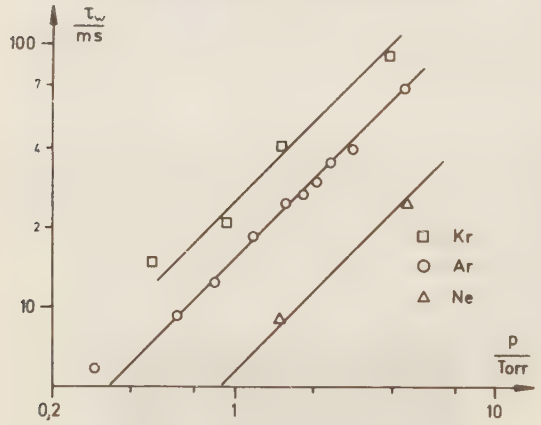

Abb. 2.8 Die Druckabhängigkeit der Wärmeausgleichszeit τ_W in der Ringentladung (s. Abb. 2.3) für Ne, Ar, Kr

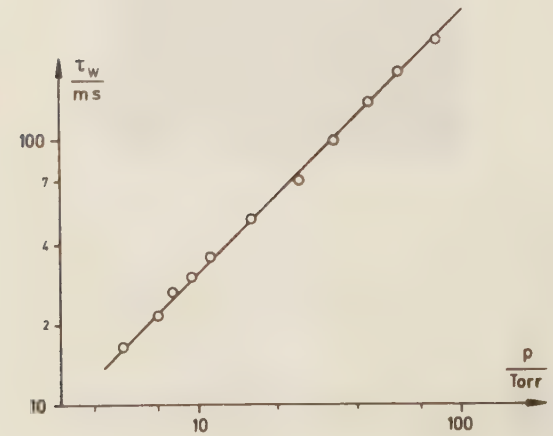

Abb. 2.9 Die Druckabhängigkeit der Wärmeausgleichszeit τ_W in dem Entladungsgefäß koaxialer Geometrie (s. Abb. 2.4) für Ar

den mit dem Anstieg 1 eingezeichneten Geraden können neben statistischen Fehlern dadurch bedingt sein, daß die Wandtemperatur während der Messung nicht genau konstant gehalten wurde und Werte zwischen der Zimmertemperatur und etwa 50°C besitzen kann. Im Fall Argon kann τ_W beim niedrigsten Druck infolge der endlichen Zeitkonstanten der Druckmeßanordnung ($\approx$ 1ms) zu groß gemessen sein.

Abb. 2.7 zeigt zu kleinen Zeiten nach dem Abschalten Abweichungen des Druck-Zeit-Verlaufes von einem einfachen Exponentialgesetz. Der Grund hierfür kann sein, daß p(t) sich streng durch eine Reihe der Form

$$p = \Delta p_o \exp(-t/\tau_W^{(o)}) + \Delta p_1 \exp(-t/\tau_W^{(1)}) + \ldots \text{(vgl.(/7/))} \qquad (2.13)$$

berechnet, deren höhere Summanden zeitlich rasch abklingen.[4] Ein weiterer Grund für die beobachtete Abweichung kann die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit sein, die mit ansteigender Temperatur größer wird. Dafür spricht, daß bei wachsender Gasaufheizung größere Abweichungen vom exponentiellen Verlauf beobachtet werden, s. Abb. 2.7.

---

[4] Da in den Amplituden Δp_i (s. Gl. 2.13) die Information über den örtlichen Verlauf der Wärmequellen steckt, hatten wir ursprünglich geplant, aus der Form der Druckzeitkurve die räumliche Verteilung der Wärmequellen zu ermitteln. Grundsätzlich ist ein solches Verfahren möglich, setzt aber wegen des geringen Beitrages der höheren Summanden eine kaum zu realisierende Meßgenauigkeit voraus. Hinzu kommen mathematische Schwierigkeiten infolge der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit.

2.2.3. Ergebnisse der Leistungsmessungen

Aus der zeitlichen Ableitung der Druckzeitkurven zum Zeitpunkt des Abschaltens der Entladung wurde die Wärmeleistung L_v, die von der stationär brennenden Entladung aufgenommen wird, nach Gl. 2.6 ermittelt. Die Meßgenauigkeit beträgt bei höheren Drücken etwa 10%, bei niedrigeren Drücken ist sie durch die endliche Empfindlichkeit und die endliche Zeitkonstante der Druckmeßanordnung begrenzt. Der Meßfehler der Gesamtleistung L_t beträgt etwa 10%.

Beispiele für die Abhängigkeit der Gasaufheizungsleistung L_v vom Druck und dem Gesamtleistungseingang L_t zeigen die Abb. 2.10 und 2.11 im Fall der kapazitiv angekoppelten Entladung

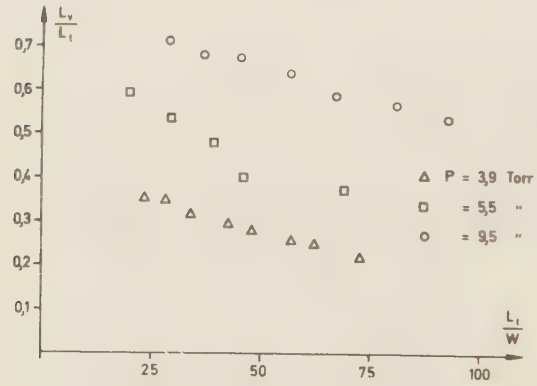

Abb. 2.10 Leistungsmessungen an der kapazitiv angekoppelten Entladung (Argon)

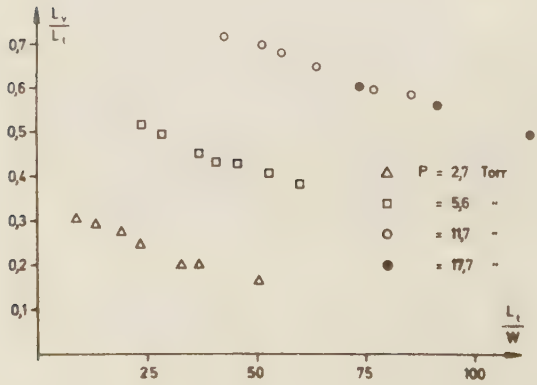

Abb. 2.11 Leistungsmessungen an der kapazitiv angekoppelten Entladung (Krypton)

(Entladungsgefäß Abb. 2.4) für die Gase Ar und Kr. Auf diese Ergebnisse soll nicht weiter eingegangen werden, da an dem Koaxialgefäß keine Sondenmessungen durchgeführt wurden. Unsere sämtlichen Messungen an der Ringentladung sind in der Tabelle 1 zusammengestellt. Gemeinsam ist den Messungen eine Zunahme des Quotienten L_v/L_t mit wachsendem Druck p.

Neben den Leistungen L_v und L_t ist in Tabelle 1 auch der stationäre Druckanstieg Δp in dem Entladungsgefäß angegeben.

T A B E L L E 1

Ergebnisse der Leistungsmessungen in der Ringentladung

NEON				XENON			
$\frac{L_t}{W}$	$\frac{L_v}{W}$	$\frac{L_v}{L_t}$	$\frac{\Delta p}{\text{Torr}}$	$\frac{L_t}{W}$	$\frac{L_v}{W}$	$\frac{L_v}{L_t}$	$\frac{\Delta p}{\text{Torr}}$
p = 0,37 Torr				p = 0,65 Torr			
20	2,4	0,12	0,012	20	5,7	0,29	0,20
30	4,0	0,13	0,019	30	11,7	0,39	0,31
40	6,4	0,16	0,029	40	15	0,37	0,38
60	9,8	0,16	0,043	60	23	0,38	0,48
90	15	0,17	0,065	90	33	0,37	0,54
p = 1,49 Torr				p = 1,5 Torr			
20	5,5	0,28	0,14	20	10	0,50	0,54
30	8,6	0,29	0,18	30	13	0,41	0,69
40	10	0,25	0,23	40	19	0,48	0,82
60	17	0,29	0,33	60	26	0,44	1,0
90	22	0,25	0,42	90	41	0,46	1,2
				200	72	0,36	1,7
p = 4,6 Torr				400	120	0,30	2,0
20	6,8	0,34	0,38				
40	11	0,28	0,47	p = 3,0 Torr			
60	21	0,35	1,15	40	16	0,41	1,5
90	33	0,36	1,31	90	42	0,46	2,1

Fortsetzung Tabelle 1

ARGON

$\frac{L_t}{W}$	$\frac{L_v}{W}$	$\frac{L_v}{L_t}$	$\frac{\Delta p}{\text{Torr}}$
p = 0,29 Torr			
20	4,0	0,20	0,038
40	7,2	0,18	0,063
60	8,9	0,15	0,078
80	11,5	0,14	0,094
p = 0,61 Torr			
20	6,5	0,32	0,11
40	13,3	0,34	0,18
90	31	0,35	0,30
p = 0,85 Torr			
20	9,6	0,49	0,19
30	13,4	0,46	0,22
40	17	0,46	0,27
60	27	0,45	0,35
90	39,3	0,44	0,47
180	63	0,36	0,61
p = 1,85 Torr			
20	10	0,51	0,40
30	14	0,48	0,52
40	23	0,59	0,63
60	32	0,55	0,76
90	51	0,57	0,95
200	79	0,41	1,38
p = 2,84 Torr			
20	10,3	0,52	0,60
30	17	0,57	0,79
40	21	0,52	0,90
60	29	0,48	1,20
90	44	0,49	1,47
200	81	0,41	2,09
p = 4,5 Torr			
40	21	0,52	1,29
60	31	0,52	1,65
90	43	0,48	2,07

KRYPTON

$\frac{L_t}{W}$	$\frac{L_v}{W}$	$\frac{L_v}{L_t}$	$\frac{\Delta p}{\text{Torr}}$
p = 0,45 Torr			
20	5,0	0,25	0,10
30	7,5	0,25	0,14
40	9,9	0,25	0,18
60	18	0,30	0,22
90	24	0,26	0,27
p = 0,93 Torr			
20	7,5	0,38	0,27
30	11	0,35	0,32
40	15	0,37	0,39
60	27	0,44	0,48
90	36	0,40	0,61
200	57	0,28	0,93
400	88	0,22	-
p = 1,63 Torr			
20	8,5	0,43	0,48
30	12,5	0,42	0,63
40	18	0,45	0,72
60	29	0,48	0,90
90	38	0,42	1,12
200	59	0,29	1,47
p = 4,0 Torr			
40	18	0,46	1,45
60	25	0,42	1,89
90	38	0,42	2,28
200	65	0,33	3,33

Zum Vergleich geben wir in Abb. 2.12 und 2.13 Messungen von Sommermeyer (/10/) und Pupp (/1/) wieder, die diese Autoren an der positiven Säule von Gleichstromentladungen bei einem

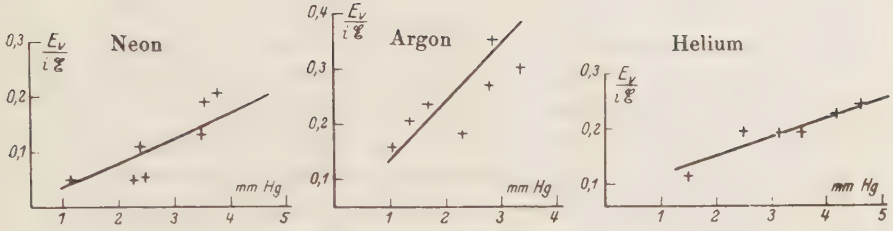

Abb. 2.12 Messung der Gasaufheizungsleistung ($E_v/iE \hat{=} L_v/L_t$) von Sommermeyer (/10/) in der positiven Säule einer Gleichstromentladung (Durchmesser 4cm) in He, Ne, Ar

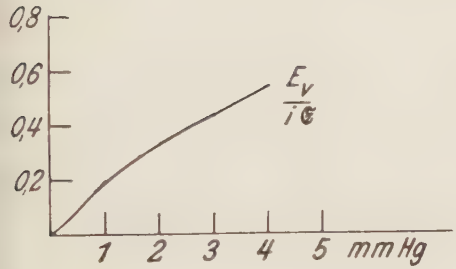

Abb. 2.13 Messung der Gasaufheizungsleistung von Pupp (/1/) in einer Ar-Gleichstromentladung (Rohrdurchmesser 1,7cm)

Rohrdurchmesser von 4cm (/10/) bzw. 1,7cm (/1/) durchgeführt haben. E_v ist hier die Gasaufheizungsleistung und iE der elektrische Gesamtleistungseingang pro Längeneinheit des Entladungsrohres. E_v wurde von diesen Autoren aus dem stationären Druckanstieg ermittelt. Dabei wurde von (/10/) zur Berechnung von E_v für die radiale Abhängigkeit der Wärmequellen eine Besselfunktion angenommen. Im Bereich höherer Drücke ($p > 1$Torr), in dem die Entladung sich einzuschnüren beginnt, gibt Sommermeyer eine Unsicherheit in der L_v-Bestimmung von 50% an.

Schließlich sind noch Messungen der Leistungsbilanz von Hayess und Wojaczek (/4/) zu nennen. Diese Autoren haben L_v durch Messung der Gastemperatur auf der Achse und auf der Wand der positiven Säule einer Argonentladung mit Hilfe von

Thermoelementen gemessen. Aus den Werten der Temperatur auf der Achse und auf der Wand haben sie unter der Annahme eines parabolischen radialen Temperaturverlaufs - womit indirekt ein bestimmter Verlauf der Wärmequellen vorausgesetzt wird - die Gasaufheizungsleistung L_v bestimmt. Im Bereich ihrer Messungen (5 Torr·cm < pR < 135 Torr·cm, Argon) erhalten sie Werte für L_v/L_t, die nicht kleiner als 80% sind gegenüber den Werten unserer Messung, die (im Fall der Ringentladung) im Bereich pR < 30 Torr·cm 60% nicht überschreiten.

3. SONDENMESSUNGEN

Zur Deutung der Leistungsmessungen des vorigen Kapitels ist es von Interesse, weitere Eigenschaften des Gasentladungsplasmas zu kennen. Wir wollten daher die Trägerdichte und die Temperatur[5] bzw. die Energieverteilung der Elektronen mit Hilfe von Langmuir-Sonden bestimmen. In Vorversuchen erwies sich die kapazitiv angekoppelte Hochfrequenzentladung wegen der Ausbildung großer elektrischer Hochfrequenzfelder (/11/) und wegen der Anfälligkeit gegen Schichten und Schwingungen für Sondenmessungen als schlecht geeignet. Die induktiv angekoppelte Ringentladung verhält sich in diesen Punkten günstiger. Systematische Sondenmessungen haben wir daher nur in diesem Entladungstyp durchgeführt.

3.1. Versuchsanordnung

Zur Messung der Sondencharakteristik in der elektrodenlosen Ringentladung haben wir die Dreifachsondenmethode von Okuda und Yamamoto (/12/) benutzt. Die drei Sonden befinden sich in der Mittelebene des Entladungsgefäßes (s. Abb. 2.3). Abb. 3.1 zeigt die Anordnung der Sonden und die Meßelektronik. Der Sondenstrom fließt zwischen der kleinen Sonde A, die die eigentliche Meßsonde darstellt und der großen Sonde B. Die dritte Sonde C, die mit Hilfe eines gegengekopplten Operationsverstärkers auf schwebendem Potential (floating potential) gehalten wird, dient dazu, das Potential zwischen der Meßsonde A und dem Plasma zu messen. Die Meßsonde A ist eine mit Hilfe eines Magneten radial bewegbare Kugelsonde aus Wolfram vom Durchmesser 0,36mm, s. Abb. 3.2. Die Verwendung eines Abstandsröhrchens erwies sich als notwendig, da es infolge Ionenzerstäubung an den Sonden zu Metallbedeckungen der Isolationskapillare kommt. Sonden, die kein gut ausgeführtes Abstandsröhrchen besaßen, konnten nicht reproduzier-

---

[5] Sofern hier bzw. im folgenden von der Temperatur der Elektronen die Rede ist, meinen wir stets die kinetische Temperatur

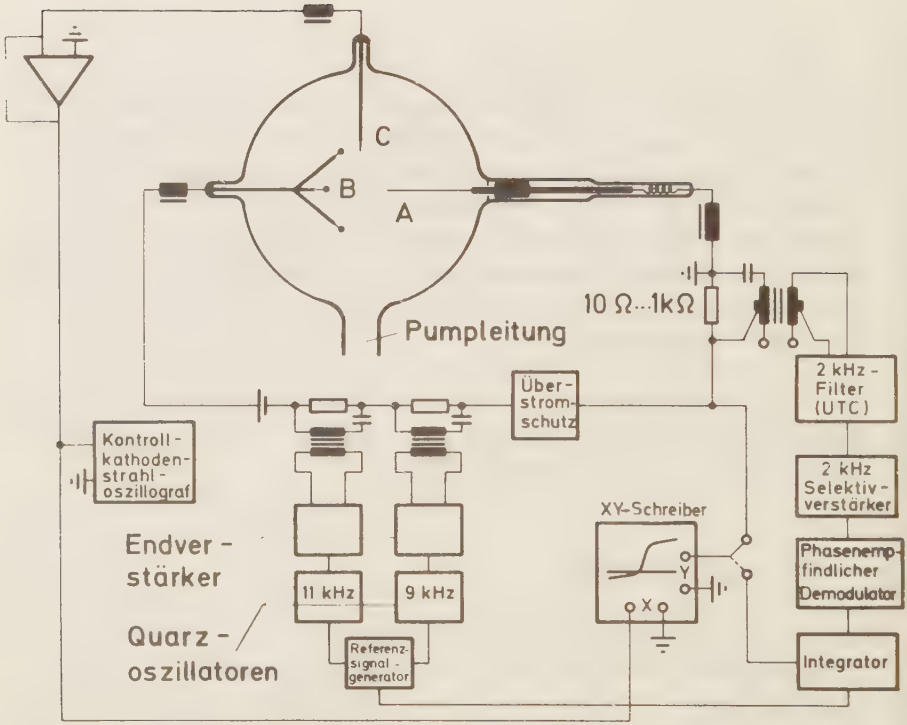

Abb. 3.1 Anordnung der Sonden in der Ringentladung und Meßelektronik zur Aufnahme der Sondenkennlinie und ihrer 2. Ableitung

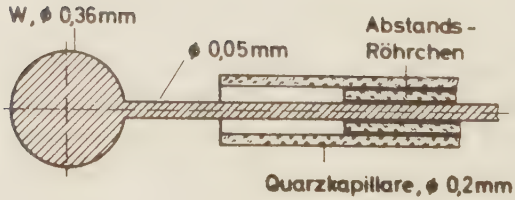

Abb. 3.2 Konstruktion der Kugelsonde (Sonde A in Abb. 3.1)

bare stark nicht Maxwellsche Energieverteilungen der Elektronen ("schnelle Gruppen") vortäuschen. Die Fläche der Sonde B, die den auf A fließenden Elektronenstrom als Ionenstrom aufnimmt, betrug etwa das 300-fache der Fläche der Sonde A. Damit die lokale Störung der Trägerdichte nicht zu groß wurde, bestand die Sonde B aus drei räumlich getrennten Einzelsonden.

Um mit Hilfe des Druyvesteynverfahrens (/13/) die Energieverteilung der Elektronen zu messen, haben wir die Sondenkennlinien elektronisch zweimal differenziert. Dazu wurde dem Sondenkreis eine Wechselspannung $u_D(\sin 2\pi f_1 t + \sin 2\pi f_2 t)$, f_1 = 11kHz, f_2 = 9kHz, aufgeprägt (/14/). Durch die Nichtlinearität der Sondenkennlinie fließt in dem Sondenkreis ein Strom der Frequenz $f_1 - f_2$ = 2kHz, der bei genügend kleiner Differenzierspannung u_D der 2. Ableitung I"(U) der Sondenkennlinie I(U) proportional ist und der mit Hilfe eines Selektivverstärkers (HP, Model 415E) in Verbindung mit einem phasenempfindlichen Demodulator nachgewiesen wurde. Das passive 2kHz Filter (UTC) sorgt dafür, daß der sehr empfindliche Eingang des Selektivverstärkers nicht durch das Differenziersignal oder sonstige unerwünschte Spannungen, die z.B. durch Entladungsschwingungen oder durch ein Entladungsrauschen erzeugt werden können, übersteuert wurde. Die Frequenzen f_1, f_2 dürfen nicht zu hoch gewählt werden, da sonst dynamische Eigenschaften der Sondenkennlinien die Messung verfälschen können (/15/). Andererseits ist eine zu niedrige Frequenz ungünstig wegen langer Wartezeiten infolge der Einschwingzeit des selektiven Nachweiszweiges für die Differenzfrequenz $f_1 - f_2$. Das Differenziersignal wurde von zwei quarzstabilisierten Oszillatoren erzeugt. Eine Frequenzstabilisierung ist zweckmäßig, da der für die Differenzfrequenz $f_1 - f_2$ selektive Nachweiszweig sehr empfindlich gegen Schwankungen der Frequenzen f_1, f_2 ist.

Mit Hilfe des Kathodenstrahloszillographen KO ließ sich kontrollieren, ob das Differenziersignal zwischen dem Plasma und der (auf Erdpotential befindlichen) Meßsonde A anlag und ob

sich die Entladung in einem schwingungsfreien Zustand befand. In den Sondenzuleitungen befanden sich Hf-Drosseln, um die Einsteuung hochfrequenter elektrischer Spannungen gering zu halten. Ein Überstromschutz (/16/) diente zur Vermeidung einer Zerstörung der Meßsonde A durch Überlastung.

Die Aufnahme der Sondenkennlinien bzw. ihrer 2. Ableitung geschah mit einem XY-Schreiber. Der X-Achse wird das gegen die auf Erdpotential befindliche Sonde A gemessene Schwebepotential der Sonde C zugeführt, die Y-Achse registriert wahlweise den Sondenstrom oder die 2. Ableitung. Typische Beispiele einer geschriebenen Sondencharakteristik und ihrer 2. Ableitung zeigen die Abb. 3.3 und 3.4. Sowohl der Strom (Kurven 1 und 2) als auch die 2. Ableitung (Kurven 3, 4 und 5) sind in verschiedenen Empfindlichkeiten geschrieben. Die zu den Kurven 3, 4 und 5 der 2. Ableitung gehörigen Nullinien sind verschoben worden.

3.2. Die Auswertung des Elektronenstromes

Aus dem Elektronenanlaufstrom erhält man unter idealen Bedingungen beim Vorliegen einer Maxwellverteilung die Elektronentemperatur durch Anwendung des Druyvesteyn-Verfahrens (/13/) durch

$$f(v) = \frac{m_e^2}{2\pi A e^3} \frac{d^2 I}{dU^2}, \quad v = \sqrt{\frac{2e(U_{Pl} - U_S)}{m_e}} \qquad (3.1)$$

die Verteilungsfunktion f(v) der Elektronen. v ist die Elektronengeschwindigkeit, U_{Pl} das Plasmapotential, U_S das Sondenpotential und A die Sondenoberfläche. Aus dem Elektronensättigungsstrom läßt sich - ebenfalls ideale Bedingungen vorausgesetzt - die Elektronendichte gewinnen.

In Abb. 3.5 und 3.6 sind der in Abb. 3.3 und 3.4 gezeigte Elektronenstrom und die 2. Ableitung halblogarithmisch aufgetragen.

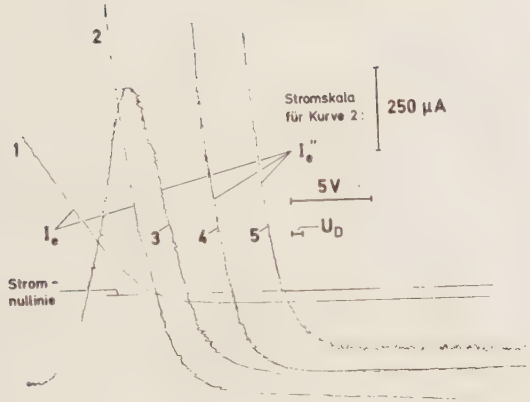

Abb. 3.3
Vom XY-Schreiber aufgenommene Sondencharakteristik und ihre 2. Ableitung (Ar, p=0,32Torr, L_t=80W, Sondenort: Achse). Die zu den einzelnen Kurven gehörigen Empfindlichkeiten unterscheiden sich um einen Faktor 10

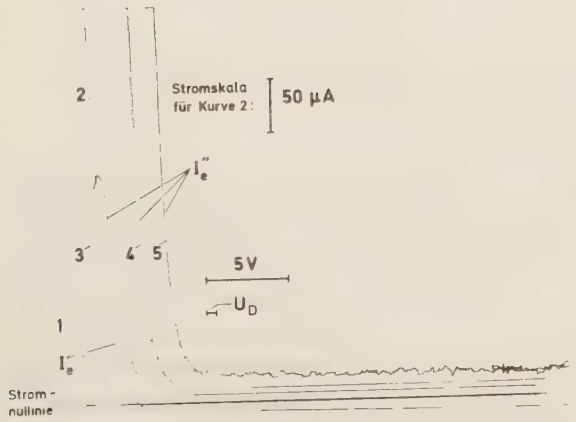

Abb. 3.4
wie Abb. 3.3, Kr, p=4,0Torr, L_t=40W

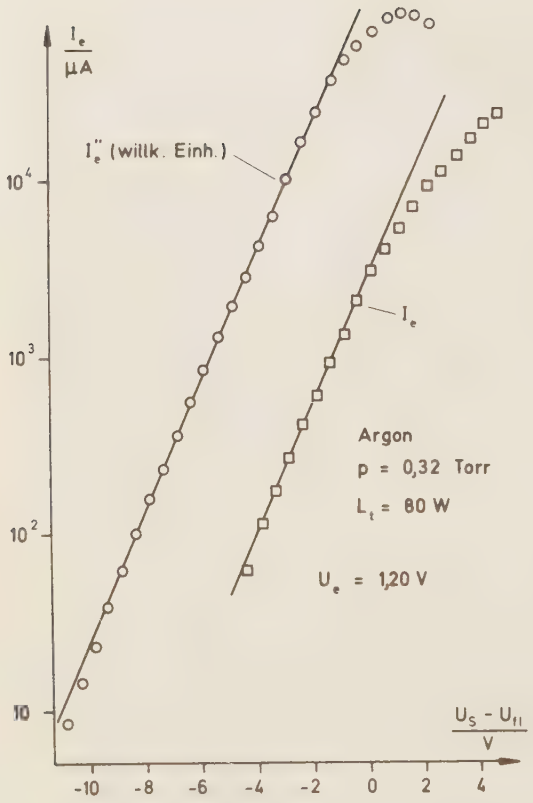

Abb. 3.4
Halblogarithmische Auftragung der Messung von Abb. 3.3 (U_{fl}, schwebendes (floating)Potential)

Im Fall der Auftragung des Elektronenstromes ist der Ionenstrom wie in der üblichen Weise durch eine geradlinige Extrapolation eliminiert worden. Man beobachtet bei genügend negativen Sondenspannungen einen größeren Bereich, in dem der Elektronenanlaufstrom bzw. die 2. Ableitung einen gut ausgeprägten exponentiellen Verlauf zeigen. Diesem exponentiellen Verlauf schließt sich im Bereich der langsamen Elektronen ein stark verschliffener Übergang zum Gebiet des Elektronensättigungsstromes an. Prinzipiell kann ein solches Verhalten zwei Ursachen haben:

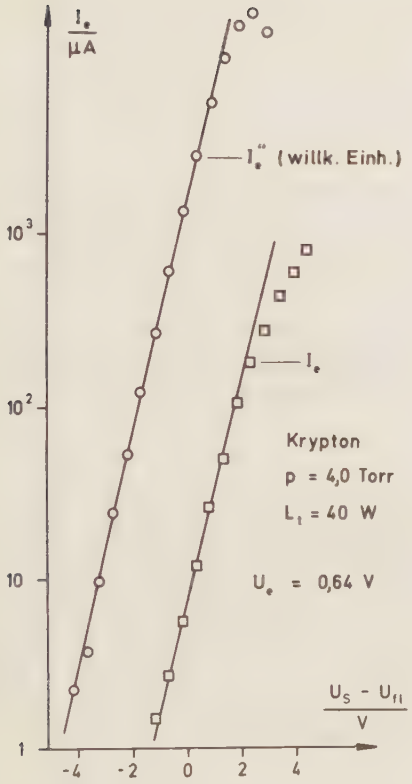

Abb. 3.6
Halblogarithmische Auftragung der Messung von Abb. 3.4

1) Die Verteilungsfunktion der Elektronen zeigt im Bereich der langsamen Elektronen starke Abweichungen von einer Maxwellverteilung. Es ist allerdings schwierig, ein solches Verhalten theoretisch zu begründen, s. Abschn. 4.2..

2) Die Messung erfüllt nicht die Voraussetzungen zur Anwendbarkeit der Langmuirschen Theorie. Abweichungen von den idealen Bedingungen können in unserem Fall durch Verzerrung der Sondencharakteristik infolge hochfrequenter Spannungen, durch Elektron-Atom-Stöße im Einzugsgebiet des Sondenstromes und durch die Störung der Entladung durch die Sonden bedingt sein.

In den folgenden Abschnitten sollen diese störenden Einflüsse diskutiert werden.

3.2.1. Der Einfluß hochfrequenter Spannungen

Durch kapazitive und induktive Ankopplung werden dem Sondenkreis hochfrequente elektrische Spannungen $u_{HF}(t)$ eingeprägt. Wir haben versucht, die kapazitive Ankopplung gering zu halten, indem wir die Sonden in der hochfrequenzmäßig auf Erdpotential liegenden Mittelebene der Hochfrequenzspule (s. Abb. 2.3) anordneten. Der Effektivwert der eingestreuten hochfrequenten Spannung dürfte nach unserer Messung höchstens einige Volt betragen.

Wir wollen den Einfluß einer solchen eingestreuten Spannung $u_{HF}(t)$ auf die Messung der Sondenkennlinie untersuchen. Da die Messung über eine Zeit erfolgt, die groß gegenüber der Periodendauer T des Hochfrequenzfeldes ist, ergibt sich die gestörte Kennlinie $\langle I_e \rangle$ durch eine zeitliche Mittlung:

$$\langle I_e(U + u_{HF}(t)) \rangle = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T I_e(U + u_{HF}(t))dt \qquad (3.2)$$

Wegen der schwachen Nichtlinearität des Ionenstromes genügt es, lediglich den Elektronenstrom I_e zu betrachten. Gewöhnlich wird der zeitliche Mittelwert $\langle I_e \rangle$ durch eine Taylorentwicklung des Sondenstromes um U berechnet (/17,18/):

$$\langle I_e(U + u_{HF}(t)) \rangle = I_e(U) + I_e''(U)\frac{1}{2!} u_{hF}^2(t) + I_e''''\frac{1}{4!} u_{HF}^4(t) + \ldots \qquad (3.3)$$

Ist u_{HF} von der Größenordnung der Spannung, innerhalb der sich $I_e(U)$ merklich ändert, ist etwa im Fall einer Maxwellverteilung der Temperatur $T_e = eU_e/k$ die eingestreute Hf-Spannung u_{HF} von der Größenordnung U_e, so ist eine Berechnung

von $\langle I_e \rangle$ nach Gl. (3.3) unbequem, da viele höhere Ableitungen $I_e^{(n)}$ zu berücksichtigen sind. Ist man jedoch nicht an dem genauen Verlauf von $\langle I_e \rangle$ interessiert, genügt es, die meist sinusförmige Spannung $u_{HF}(t)$ durch einen Rechteckverlauf zu ersetzen:

$$u_{HF}(t) = \begin{cases} u_o \text{ für } 0 \leq t \leq \frac{T}{2} \\ -u_o \text{ für } \frac{T}{2} \leq t \leq T \end{cases} \qquad (3.4)$$

Dann berechnet sich $\langle I_e \rangle$ einfach zu:

$$\langle I_e(U + u_{HF}(t)) \rangle = \frac{1}{2}(I_e(U + u_o) + I_e(U - u_o)) \qquad (3.5)$$

In Abb. 3.7 ist der Elektronenstrom $I_e(U)$ für eine ideale ebene Sonde im Fall einer Maxwellverteilung der Elektronen der Temperatur $T_e = eU_e/k$ durch die ausgezogene Kurve A dargestellt. Nach Gl. (3.5) erhält man in diesem Fall den gestrichelt eingezeichneten Verlauf für $\langle I_e \rangle$, wobei $u_o = 2U_e$ gesetzt ist, s. Kurve a. In der Umgebung des Plasmapotentials

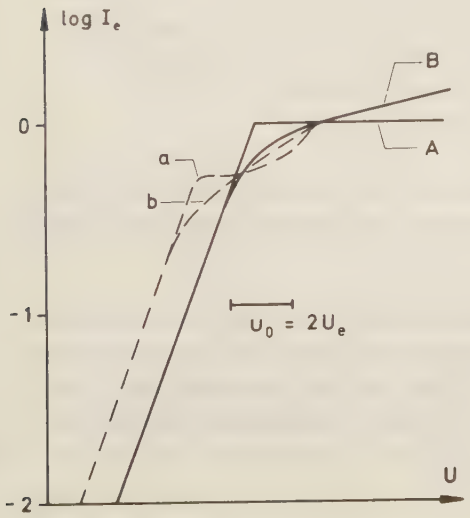

Abb. 3.7
Der Einfluß einer der Sondenspannung überlagerten Wechselspannung auf die Sondencharakteristik (schematisch). Die Amplitude der Wechselspannung ist $u_o = 2U_e$

weist der gemittelte Elektronenstrom $\langle I_e \rangle$ starke Abweichungen vom ungemittelten Strom I_e auf. Bei genügend negativen Sondenspannungen zeigt $\langle I_e \rangle$ den gleichen Anstieg wie I_e in halblogarithmischer Auftragung ($\frac{d}{dU} \log \langle I_e \rangle = \frac{d}{dU} \log I_e$), so daß in diesem Bereich die Energieverteilung der Elektronen richtig wiedergegeben wird.

Der genaue Verlauf von $\langle I_e \rangle$ in der Umgebung des Plasmapotentials hängt sehr vom dortigen Verlauf des Elektronenstromes ab. Im Realfall ist die durch hochfrequente Spannungen noch nicht verfälschte Kennlinie $I_e(U)$ bereits durch andere Einflüsse, wie etwa durch verschiedene Austrittsarbeiten der Kristallite der Sondenoberfläche oder durch eine Verschiebung des Plasmapotentials beim Durchfahren der Kennlinie infolge einer Störung der Entladung, in der Umgebung des Plasmapotentials mehr oder weniger verschliffen. Ferner steigt der Elektronensättigungsstrom mit der Sondenspannung, sofern es sich nicht um eine ideale ebene Sonde handelt. Ein Beispiel für diesen Fall zeigt Kurve B in Abb. 3.7. Wird eine solche durch andere Einflüsse bereits verschliffene Kennlinie noch zusätzlich durch eine zeitlich variierende Spannung $u_{HF}(t)$ gemittelt, ergibt sich die gestrichelte Kurve b. Im Bereich der langsamen Elektronen kann man je nach dem Verlauf von I_e einen mehr oder weniger gut ausgeprägten geradlinigen Verlauf von $\langle I_e \rangle$ in halblogarithmischer Auftragung erhalten. Der Elektronenstrom von Sondencharakteristiken, gemessen in Hf-Entladungen, zeigt oft einen ähnlichen Verlauf (s. (/22/) und unsere Messungen Abb. 3.5 und 3.6).

Wir meinen, daß äußerste Vorsicht geboten ist, wenn man den Teil b von B als den Elektronenanlaufstrom einer Maxwellschen Energieverteilung mit hoher Temperatur interpretiert (s. (/22/)).

Neben einer direkt in den Sondenkreis eingekoppelten Hochfrequenzspannung ist zu beachten, daß die Dichte und die Temperatur der Elektronen in hf-Entladungen zeitlich moduliert sind. Solche periodischen zeitlichen Änderungen der Dichte und der Temperatur können Anlaß zu Kreuzmodulationen geben (/18/).

In unserem Experiment ist die Frequenz des äußeren elektrischen Feldes (28,5Mhz) so hoch, daß die Elektronentemperatur dem äußeren Feld nicht folgen kann (s. Abschn. 4.2.) und infolgedessen ein derartiger Effekt vernachlässigbar ist.

3.2.2. Die Beeinflussung des Elektronenanlaufstromes durch Stöße

Ist die freie Weglänge der Elektronen λ_e nicht groß gegen die Schichtdicke und die charakteristische Länge der Sonde, hat das zweierlei Konsequenzen. Einmal schattet die Sonde Gebiete in ihrer unmittelbaren Umgebung ab, was zu einem Defizit an Elektronen im Einzugsbereich der Sonde führt. Zum anderen führen die Elektronen in der Schicht keine Freifallbewegung aus, was eine Modifizierung ihrer Kinematik nach sich zieht.

Kagan und Perel haben den Elektronenanlaufstrom einer Kugelsonde unter solchen Bedingungen mit Hilfe der kinetischen Gleichung näherungsweise berechnet (/23/). Für den Fall einer Maxwellverteilung der Elektronen und einer im Vergleich zum Sondenradius r_S kleinen Schichtdicke - das ist in unserem Experiment erfüllt - lautet ihr Ergebnis:

$$I_e = I_o e^{-\eta} \cdot g, \quad I_o = \frac{1}{4} A n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}, \quad \eta = \frac{U_{Pl} - U_S}{U_e} \tag{3.6}$$

wobei

$$g = \int_0^\infty \frac{y e^{-y} dy}{1 + \frac{3}{4} \frac{r_S}{\lambda_e(v_o)} \frac{y}{y + \eta}} \tag{3.7}$$

und v_o durch $mv_o^2/2eU_e = y + \eta$ definiert ist. U_{Pl} ist das Plasmapotential, U_S das Sondenpotential, A die Sondenoberfläche. Der Verlauf von g ist durch die jeweilige Energieabhängigkeit der freien Weglänge λ_e bestimmt.

Um den Einfluß des Faktors g auf den Elektronenanlaufstrom zu untersuchen, berechnen wir das Integral Gl. (3.7) näherungsweise, indem wir y in dem schwach variierenden Nenner des Integranden durch den Wert y = 1 ersetzen, bei dem der Zähler gerade sein Maximum besitzt. Dann wird

$$g \approx \left(1 + \frac{3}{4} \cdot \frac{r_S}{\lambda_e(eU_e(1+\eta))} \cdot \frac{1}{1+\eta}\right)^{-1}.$$

Für die zwei Gase Neon und Argon, die eine verschiedene Energieabhängigkeit der freien Weglänge besitzen - Argon weist einen starken Ramsauereffekt auf, Neon nicht - , ist der Faktor $g(\eta)$ für verschiedene Drücke in Abb. 3.8 aufgezeichnet. Dabei ist aufgrund unserer Messungen (s. Abschn. 3.4.) für Argon mit U_e = 1V, für Neon mit U_e = 1,5V gerechnet und der Wert r_S = 0,18mm unserer Sonde benutzt worden. Gegenüber der starken η-Abhängigkeit des Exponentialfaktors $e^{-\eta}$ ist die η-Abhängigkeit von g in dem diskutierten Druckbereich als schwach zu bezeichnen. Infolgedessen sind in dem Druckbereich unserer Messung ($p \leq 5$Torr) aufgrund von Stößen keine allzu großen Verfälschungen bei der Bestimmung der

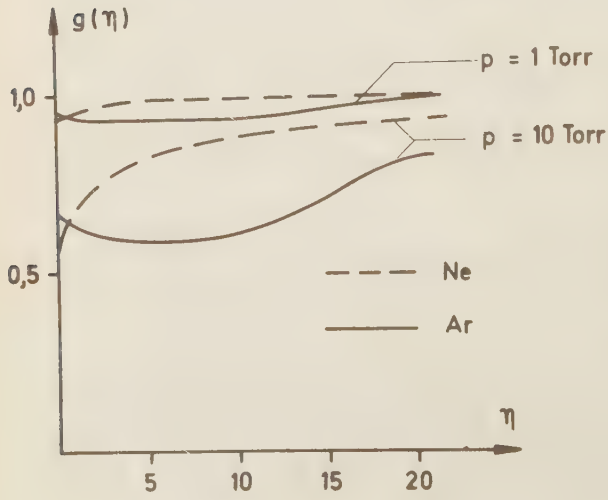

Abb. 3.8
Die Funktion $g(\eta)$, die den Einfluß von Stößen auf den Elektronenanlaufstrom beschreibt

Elektronentemperatur aus dem Elektronenanlaufstrom bzw. bei der Anwendung des Druyvesteynverfahrens zur Bestimmung der Energieverteilung zu erwarten.

3.2.3. Störung der Entladung durch die Sonden

Es ist selbstverständlich, daß die Entladung in dem Gebiet, in dem sich die Sonde und ihre Raumladungsschicht befindet, lokal stark gestört ist. Von einer derartigen Störung, die sich - sofern die Trägerdichte genügend groß ist - auf ein kleines Gebiet beschränkt, soll hier nicht die Rede sein. Der Raumladungsschicht schließt sich das quasineutrale Plasma an. Infolge des Ladungstransportes durch die Sonde kann auch in diesem quasineutralen Gebiet eine Störung vorliegen, die sich im lokalen Trägerdichte- und Potentialverlauf äußert. Wir wollen ein solches gestörtes Gebiet mit Ecker und Mc Clure (/24/) diffusionsgestörte Zone nennen. Ist die Ausdehnung der diffusionsgestörten Zone nicht klein gegen die charakteristische Ausdehnung des Entladungsgefäßes, zieht das folgende Konsequenzen nach sich:

1. Die Trägerdichte wird zu klein gemessen.
2. Eine Messung des örtlichen Verlaufes der Trägerdichte ist erschwert bzw. nicht möglich.
3. Ändert sich die diffusionsgestörte Zone beim Durchfahren der Sondenkennlinie, so ändert sich dabei auch das Plasmapotential. Infolgedessen werden verfälschte Sondenkennlinien gemessen, die z.B. eine falsche Elektronentemperatur liefern.

Eine Betrachtung im Anhang dieser Arbeit zeigt, daß ein entscheidender Parameter zur Beurteilung der Ausdehnung der diffusionsgestörten Zone (im Fall $\mu_i \ll \mu_e$)

$$\beta = \frac{\tilde{I}_i + \frac{\mu_i}{\mu_e}\tilde{I}_e}{4\pi D_g n R} = \pi \frac{\tilde{I}_i + \frac{\mu_i}{\mu_e}\tilde{I}_e}{\tilde{I}_W}$$

ist, der den Teilchenstrom $\tilde{I}_W$ der Träger auf die Wand des Entladungsgefäßes mit dem Ionen- bzw. Elektronenteilchenstrom $\tilde{I}_{i,e}$ auf die Sonde (einschließlich der isolierenden Teile) vergleicht. μ_i bzw. μ_e ist die Ionen- bzw. Elektronenbeweglichkeit, D_a der ambipolare Diffusionskoeffizient, n die Trägerdichte im Zentrum der Entladung. Ist $\beta \ll 1$, ist die diffusionsgestörte Zone vernachlässigbar, wird $\beta \approx 1$, ist mit einer starken Störung der Entladung zu rechnen. Bei der Herleitung dieses Kriteriums (s. Anhang) ist das (meist zylindrische) Entladungsgefäß durch ein kugelförmiges Gefäß vom Radius R ersetzt, in dessen Mittelpunkt sich die Sonde befindet. Ferner wurde angenommen, daß im Volumen der Entladung eine der Trägerdichte proportionale Erzeugung und eine Vernichtung durch Wandrekombination vorliegt.

In unserem Experiment ist im Gebiet des Ionenstromes für die kleine Sonde A (s. Abb. 3.1) $\beta \approx 10^{-2}$, für die große Sonde B ist $\beta \approx 1$. Zur Berechnung von β ist der Wert der Trägerdichte n aus dem Ionenstrom auf die kleine Sonde A ermittelt (s. Tab. 2 in Abschn. 3.4.), für R ist der Radius unseres Entladungsgefäßes (R = 5,6cm) benutzt. Ferner haben wir für $\tilde{I}_i$ lediglich den gemessenen Sondenstrom eingesetzt und den Strom auf die abschirmenden Teile der Sonde vernachläs-igt. Dadurch fallen die berechneten Werte für β zu klein aus. Abb. 3.9

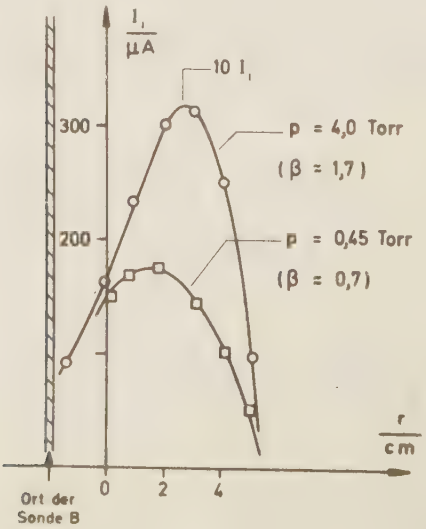

Abb. 3.9
Die Störung des radialen Trägerdichteprofils durch die große Sonde B (s. Abb. 3.1), Kr; p = 0,45Torr, L_t = 20W und p = 4,0Torr, L_t = 20W. Die für β angegebenen Werte beziehen sich auf die große Sonde B

zeigt Beispiele für die (von der Sonde A) gemessene radiale Abhängigkeit des Ionenstromes, der näherungsweise der Trägerdichte proportional ist. Infolge des starken Trägerentzuges durch die große Sonde B zeigen sich starke Störungen im Trägerdichteverlauf. Mit wachsendem Druck schiebt sich das Dichtemaximum weiter von der großen Sonde weg. Dem entspricht ein Anwachsen von β mit ansteigendem Druck, s. Abb. 3.9. Da für die kleine Sonde $\beta \ll 1$ gut erfüllt ist, dürfte ihre diffusionsgestörte Zone vernachlässigbar klein sein.

Es ist noch zu prüfen, ob auch eine Störung im Verlauf der von uns gemessenen Sondenkennlinien vorliegt. Da sich beim Durchfahren der von der Sonde A gemessenen Sondenkennlinie der Ionenteilchenstrom auf die große Sonde B nur wenig ändert, sollte eine derartige Störung klein sein, ist aber nicht vollständig auszuschließen.

3.2.4. Folgerung für die Auswertung der Sondenkennlinien

Die Ausführungen der letzten Abschnitte zeigen, daß im Bereich genügend negativer Sondenspannung der Elektronenanlaufstrom unverfälscht gemessen wird, so daß mit der richtigen Wiedergabe der Energieverteilung bzw. der Temperatur der Elektronen in diesem Bereich zu rechnen ist. Hingegen erscheint eine Bestimmung der Trägerdichte aus dem Elektronensättigungsstrom bzw. die Festlegung des Plasmapotentials aus dem Übergang des Elektronenanlaufstromes in den Elektronensättigungsstrom aussichtslos. (Man benötigt das Plasmapotential für die Anwendung des Druyvesteynverfahrens, s. Gl. 3.1).

Ein Ausweg aus dieser Situation ergibt sich, wenn es gelingt, die Trägerdichte aus dem Ionenstrom zu bestimmen. Das Plasmapotential läßt sich dann aus dem schwebenden Potential (floating potential) der Sondenkennlinie bestimmen.

3.3. Die Auswertung des Ionenstromes

Für den Fall, daß Stöße der Ionen in der Schicht vernachlässigbar sind und daß die Elektronen eine Maxwellverteilung besitzen, ist die Theorie des Ionenstromes gut ausgearbeitet. Eine erste Verbesserung der Langmuirschen Theorie (/32/) erfolgte durch Bohm (/25/), der aufgrund des von ihm gefundenen Schichtkriteriums in dem Langmuirschen Ausdruck für den Ionensättigungsstrom die Ionentemperatur durch die Elektronentemperatur ersetzte. Allen et al. (/26/) führten eine strenge Berechnung des Ionenstromes für den Fall durch, daß die Ionentemperatur im Plasma Null ist. Eine weitere Verbesserung der Theorie erfolgte durch Bernstein und Rabinowitz (/27/), die eine monoenergetische isotrope Verteilungsfunktion für die Ionen im Plasma annahmen. Schließlich berechnete Laframboise (/28/) den Ionenstrom für eine Maxwellverteilung der Ionen im ungestörten Plasma. Die Rechnungen von Bernstein und Rabinowitz bzw. Laframboise zeigen, daß der Ionenstrom im Bereich $T_i \lesssim T_e$ nur sehr schwach von der Ionentemperatur T_i abhängt und die Theorie von Allen et al. (/26/) in diesem Ionentemperaturbereich eine brauchbare Näherung darstellt.

Nun ist unter unseren experimentellen Bedingungen die freie Weglänge λ_i der Ionen von der Größenordnung der Debyelänge λ_D der Elektronen. Infolgedessen sind Stöße zwischen den Ionen und den Atomen in der Schicht, deren Ausdehnung einige Debyelängen λ_D beträgt, nicht zu vernachlässigen.

Für diesen Fall befindet sich die Berechnung des Ionenstromes, die schon im stoßfreien Fall außerordentlich kompliziert ist, in einem noch wenig fortgeschrittenen Stadium. Mit Hilfe der Theorie von Boyd (/29/), der verschiedene Modellzonen um die Sonde einführt, läßt sich die Trägerdichte im ungestörten Plasma aus dem Ionenstrom nur bei bekannter Schichtdicke ermitteln. Eine genaue Messung der Schichtdicke erscheint uns allerdings aussichtslos[6]. Ist der Druck so hoch, daß die

---

[6] Bei der Betrachtung der Sonde können wir keine Schichtstruktur erkennen. Das ist zu erwarten, da unsere Schichtdicken von der Größenordnung 10^{-2} mm sind.

freie Weglänge der Ionen λ_i klein gegen die Debyelänge λ_D ist, läßt sich die Trägerdichte aus dem Ionenstrom mit Hilfe der Theorien von Su und Lam (/30/) bzw. Cohen (/31/) ermitteln. Diese Autoren vernachlässigen in der Bewegungsgleichung (Impulsbilanz) für die Elektronen bzw. für die Ionen das Trägheitsglied völlig. Eine Verbindung zwischen der Theorie von Allen et al. (/26/) für den stoßfreien Fall und der Kontinuumtheorie von Su, Lam (/30/) bzw. Cohen (/31/) wird in einer kürzlich erschienenen Arbeit von Self und Shih (/33/) hergestellt. Self und Shih berücksichtigen in der Transportgleichung für den Impuls der Ionen sowohl das Trägheitsglied als auch die Impulsübertragung infolge von Stößen mit den Atomen. Die Rechnung wird für den Ionenstrom auf eine genügend negative (Kugel-)Sonde durchgeführt, bei der der Elektronenstrom klein gegenüber dem Ionenstrom ist. Wie in der Rechnung von Allen et al. (/26/) wird für den örtlichen Elektronendichteverlauf um die Sonde eine Boltzmannverteilung angenommen und die Temperatur der Ionen im ungestörten Plasma Null gesetzt. Die Beweglichkeit der Ionen wird genau wie bei Su und Lam (/30/) als unabhängig von der Ionenenergie vorausgesetzt. Entsprechend ihren Voraussetzungen muß die Theorie von Self und Shih bei kleinen Drücken in die stoßfreie Theorie von Allen et al., bei großen Drücken in die Kontinuumtheorie von Su und Lam übergehen, was von uns bei der Auswertung geprüft worden ist (s.u. Abb. 3.10).

Im Druckbereich 0,05Torr...0,4Torr haben Self und Shih ihre Theorie mit dem Experiment verglichen, indem sie Sondenmessungen in einer Helium-Gleichstromentladung in Verbindung mit Mikrowellenmessungen durchführten. Die nach beiden Methoden ermittelten Werte der Trägerdichte stimmen gut überein. Sie haben ihre Theorie allerdings nur bis zu dem Druck p = 0,4Torr getestet, bei dem der Ionenstrom durch Stöße der Ionen mit den Atomen lediglich um etwa einen Faktor 2 beeinflußt wird. Bei höheren Drücken haben Self und Shih wegen des Auftretens von laufenden Schichten keine Messungen durchgeführt.

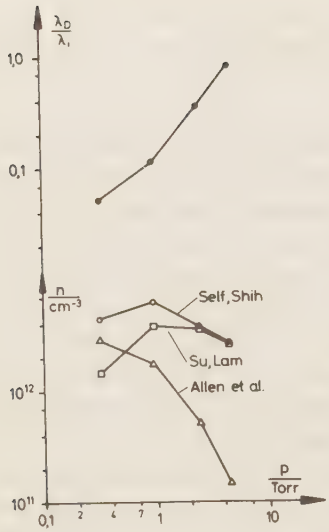

Abb. 3.10 Die Auswertung des Ionenstromes bei verschiedenen Drücken (Ar; L_t = konst. = 40W, Sonde im Maximum der Trägerdichte) nach verschiedenen Theorien: Self,Shih (/33/), Su,Lam (/30/), Allen et al. (/26/). Ferner ist der Quotient λ_D/λ_i (λ_D, Debyelänge, λ_i, freie Weglänge der Ionen) in Abhängigkeit vom Druck aufgetragen.

Abb. 3.10 zeigt ein Beispiel für die Auswertung des von uns gemessenen Ionenstromes nach verschiedenen Theorien. Es handelt sich um Messungen in Argon im örtlichen Maximum der Trädichte bei verschiedenen Drücken und bei einer konstanten Gesamtleistung L_t = 40W. Die für die Auswertung nach Su und Lam bzw. nach Self benötigten Ionenbeweglichkeiten sind Messungen von Biondi und Chanin (/9/) entnommen. Die Ionenbeweglichkeiten nehmen schwach mit wachsendem E/p ab, E ist die elektrische Feldstärke. Zur Auswertung des Ionenstromes haben wir die Beweglichkeit bei E/p = 0 herangezogen. Die so ermittelten Trägerdichten sind unter Umständen zu groß. Die für die Auswertung ebenfalls benötigte Elektronentemperatur ist aus dem Elektronenanlaufstrom ermittelt. Abb. 3.10 zeigt, daß wir uns mit unserer Messung im Übergangsbebiet zwischen der im Grenzfall kleiner Drücke gültigen Theorie von Allen et al. und der im Grenzfall hoher Drücke gültigen Theorie von Su, Lam befinden. Als Maß für die Zahl der Stöße zwischen den Ionen und den Atomen ist in Abb. 3.10 noch das Verhältnis λ_D/λ_i aus der Debyelänge λ_D der Elektronen und der freien Weglänge λ_i der Ionen ebenfalls in Abhängigkeit vom Druck

auftreffenden. Die Debyelänge der Elektronen

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT_e}{ne^2}}$$

ist mit Hilfe der sich nach Self und Shih ergebenden Trägerdichte n berechnet. λ_i ist aus der Ionenbeweglichkeit μ_i nach der Gleichung

$$\lambda_i = \frac{w_i m_i \mu_i}{e}$$

berechnet. Für die thermische Geschwindigkeit der Ionen w_i ist der Wert der thermischen Geschwindigkeit der Neutralteilchen benutzt.

Abschließend wollen wir noch einige Fehlerquellen erwähnen, die bei der Auswertung des Ionenstromes eine Rolle spielen:

1) Infolge von Gasverdrängung aus den heißeren Zonen der Entladung nimmt die Ionenbeweglickeit infolge ihrer Abhängigkeit von der Gasdichte zur Mitte der Entladung hin zu. Andererseits nimmt die Ionenbeweglichkeit aufgrund ihrer Abhängigkeit von der Gastemperatur (/34/) zur Mitte hin ab, so daß zwei gegenläufige Erscheinungen vorliegen, die sich teilweise kompensieren. Bei unserer Auswertung haben wir stets mit einer örtlich konstanten Gasdichte gerechnet. Eine Abschätzung des hierbei gemachten Fehlers ist schwierig, da uns keine ausreichenden Messungen der Temperaturabhängigkeit der Ionenbeweglichkeit vorliegen.

2) Durch auf die Sonde auftreffende Ionen und angeregte Atome werden Sekundärelektronen ausgelöst, die einen zu großen Ionenstrom vortäuschen (/35/). Die Sekundärelektronenauslösung durch Ionen beträgt nach Messungen von Hagstrum (/36/) für Neon 20% und weist für die schwereren Edelgase noch kleinere Werte auf. Die Sekundärelektronenauslösung durch angeregte

Atome ist nach unseren Abschätzungen der Dichte der angeregten Atome (vgl. Abschn. 4.3.4.) vernachlässigbar.

3) Schätzen wir den Fehler in der Bestimmung der Elektronentemperatur auf ±10% ab, so ist damit eine Unsicherheit in der Trägerdichtebestimmung von etwa ±30% verbunden.

4) Das freie Drahtende zwischen der Kugel und der Quarzkapillare (s. Abb. 3.2) bewirkt eine Vergrößerung der Sondenfläche um etwa 10%.

3.4. Ergebnisse der Sondenmessungen

In Tabelle 2 haben wir unsere Ergebnisse der Sondenmessungen in den Gasen Neon, Argon, Krypton und Xenon bei verschiedenen Drücken p und verschiedenen Gesamtleistungseingängen L_t zusammengestellt. Die Elektronentemperatur $U_e = kT_e/e$ wurde aus dem exponentiellen Bereich des Elektronenanlaufstromes bzw. seiner 2. Ableitung (s. Abb. 3.3 und 3.4) ermittelt, sie läßt sich mit einer Genauigkeit von etwa 10% angeben. Abb. 3.11 zeigt die radiale Abhängigkeit der Elektronentem-

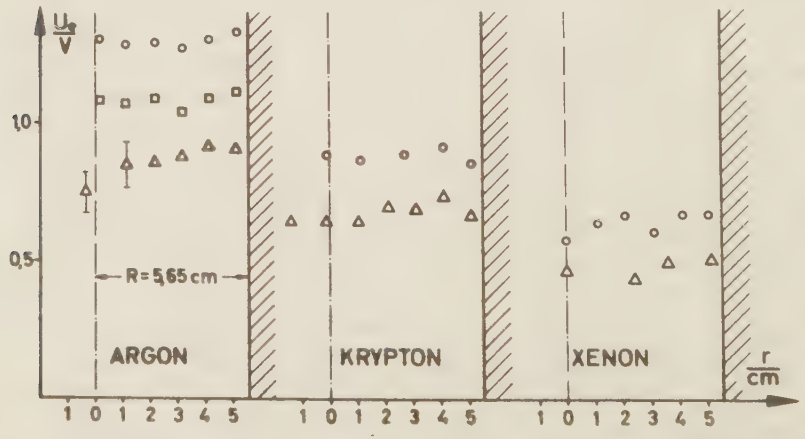

Abb. 3.11 Die radiale Abhängigkeit der gemessenen Elektronentemperatur. Bedeutung der Meßpunkte: Ar; o : p=0,32Torr, L_t=20W; □: 0,97Torr, 80W; Δ : 4,5Torr, 96W; Kr; o : 0,45Torr, 40W; Δ : 4,0Torr, 40W; Xe; o : 0,65Torr, 20W; Δ : 3,0Torr, 40W

T A B E L L E 2

Ergebnisse der Sondenmessungen für die Elektronentemperatur (U_e) und die Trägerdichte (n)

NEON				ARGON			
p / Torr	L_t / W	U_e / V	n / $10^{12}cm^{-3}$	p / Torr	L_t / W	U_e / V	n / $10^{12}cm^{-3}$
0,39	20	2,26	0,27	0,32	20	1,29	2,2
"	40	2,02	1,1	"	40	1,25	4,4
"	90	2.10	2,8	"	80	1,17	8,7
1,49	20	1,70	0,50	0,96	20	1,01	2,7
"	40	1,66	1,5	"	40	1,02	6,3
"	90	1,63	4,1	"	80	1,08	11
				"	160	0,97	21
4,6	20	1,50	0,16				
"	40	1,36	0,37	2,44	20	1,00	1,1
"	90	1,37	2,9	"	40	0,90	3,8
				"	80	0,94	6,7
				"	160	0,96	16
				4,53	40	0,90	2,6
				"	96	0,85	6,9

KRYPTON				XENON			
0,45	20	0,85	6,5	0,65	20	0,65	9,8
"	40	0,87	12	"	40	0,61	17
"	90	0,83	18	"	60	0,65	21
				"	90	0,67	30
0,93	20	0,78	7,3				
"	40	0,74	11	1,5	10	0,60	4,0
"	90	0,77	19	"	20	0,62	6,6
				"	40	0,54	11
1,63	20	0,65	9,6	"	60	0,60	18
"	40	0,71	12	"	90	0,50	22
"	90	0,78	21				
"	200	0,75	34	3,0	40	0,49	6,9
				"	90	0,44	14
4,0	40	0,68	4,0				
"	89	0,62	6,9				

peratur, die im Rahmen der Meßgenauigkeit gering ist. Die in Tabelle 2 angegebenen Werte für U_e sind über den Querschnitt der Entladung gemittelte Werte. Die in Tabelle 2 angegebenen Trägerdichten n sind - wie in Abschn. 3.3. beschrieben - nach der Theorie von Self und Shih ausgewertet und beziehen sich auf den Ort des Maximums der Trägerdichte, der infolge des Trägerentzuges durch die große Sonde B nicht genau in der Mitte der Entladung liegt (s. dazu Abb. 3.9).

Die von uns in der Ringentladung gemessenen Elektronentemperaturen stimmen gut mit entsprechenden Messungen an der positiven Säule von Edelgasgleichstromentladungen überein: Abb. 3.12 zeigt im Fall Argon bei einer festen Trägerdichte

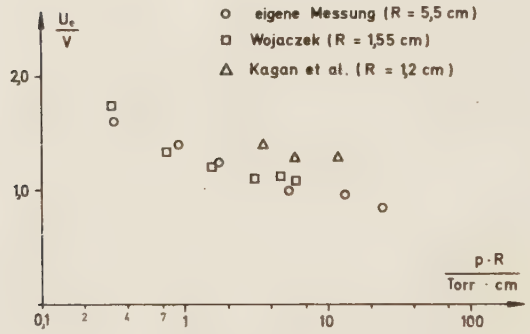

Abb. 3.12
Vergleich der von un
gemessenen Elektrone
temperatur mit Mes-
sungen in der posi-
tiven Säule von Glei
stromentladungen
(Argon)

$n \approx 10^{12} cm^{-3}$ einen Vergleich unserer Messungen mit Temperaturen, die von Wojaczek (/37/) in einem Rohr vom Radius R = 1,55cm und von Kagan (/38/) in einem Rohr vom Radius R = 1,2cm gemessen wurden.[7] An Messungen der Elektronen-

---

[7] Die Festlegung der Bedingung, unter denen die verschiedenen Messungen sinnvoll zu vergleichen sind, ist nicht sehr problematisch, da die Elektronentemperatur nur schwach von der elektrischen Leistung bzw. vom Strom der Entladung abhängt (s. unsere Messungen in Tab. 2 und (/37,38/)). Der von uns durchgeführte Vergleich erscheint vernünftig, da aus der Diskussion der Teilchenbilanzen (s.Abschn. 4.3.1.) hervorgeht, daß die Elektronentemperatur eine Funktion der Trägerdichte und näherungsweise der Größe pR ist.

temperatur in entsprechenden Edelgasringentladungen sind uns nur solche von Cabannes (/39/) bekannt, der mit Hilfe von Doppelsonden Werte erhält, die um etwa einen Faktor 2 größer als unsere Werte sind.

Die von uns gemessenen Verteilungsfunktionen zeigen bei niedrigen Drücken ($p \lesssim 0{,}5$Torr) im Bereich der Anregungs- und Ionisierungsenergien ein leichtes Defizit an Elektronen gegenüber der Maxwellverteilung (s. z.B. Abb. 3.5). Bei höheren Drücken nimmt der Elektronenstrom infolge der kleineren Elektronentemperatur stärker ab und die Verteilungsfunktion läßt sich nicht bis in den Bereich der Anregungs- bzw. Ionisierungsenergien messen (s. Abb. 3.6). In dem bei höheren Drücken eingeschränkten Energiebereich der Elektronen haben wir keine ausgeprägte Abweichung von einem exponentiellen Verlauf der Verteilungsfunktion feststellen können. Beispiele für einen Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Verteilungsfunktionen finden sich in Abschn. 4.2..

4. DIE DEUTUNG DER AN DER RINGENTLADUNG GEWONNENEN VERSUCHSERGEBNISSE

4.1. Allgemeine Bemerkungen zur Theorie der Ringentladung

Obwohl die Ringentladung von praktischer Bedeutung ist - wir weisen auf ihre Bedeutung als Ionenquelle und spektroskopische Lichtquelle hin -, sind bisher wenige Versuche gemacht worden, eine Theorie der stationären Ringentladung zu entwickeln. Von Thomson (/40/) wurde der örtliche Verlauf der induzierten elektrischen Feldstärke in der Entladung bei vorgegebener Leitfähigkeit des Plasmas berechnet. Eckert (/41 behandelt den Fall, daß die Ladungsträger durch ambipolare Diffusion zur Wand mit anschließender Rekombination vernichtet werden. Dazu kombiniert er die Schottky-Theorie (/5/) mit der Theorie von Thomson (/40/). Die lokale Energiebilanz der Elektronen vereinfacht Eckert dabei, indem er die Energie die die Elektronen im elektrischen Feld erhalten, gleich dem Energieverlust durch Atomstöße setzt und einen Energietransport im Elektronengas durch Wärmeleitung und Konvektion vernachlässigt. In Abschn. 4.5.1. zeigen wir, daß diese Näherung nur bei sehr hohen Drücken zulässig ist. Es ist fraglich, ob bei derartig hohen Drücken nicht schon die Volumenrekombination für die Trägervernichtung die wesentliche Rolle spielt (s. Abschn. 4.3. und 4.5.2.).

Um eine vollständige Theorie der Ringentladung zu erhalten, müssen die Teilchenbilanzen und die Energiebilanz gemeinsam mit den Maxwellschen Gleichungen gelöst werden. Die in die Teilchenbilanzen eingehenden Ionisierungs- und Anregungsfrequenzen lassen sich nur angeben, wenn die Energieverteilungsfunktion der Elektronen bekannt ist. Infolgedessen ist gleichzeitig die Verteilungsfunktion aus der Boltzmanngleichung zu berechnen. Die Ausarbeitung einer geschlossenen Theorie der Ringentladung in einem solchen Rahmen dürfte (insbesondere wegen der in der Boltzmanngleichung zu berücksichtigenden Ortsabhängigkeit des induzierten elektrischen Feldes) auf

große mathematische Schwierigkeiten führen und ist auch nicht sinnvoll, solange nicht klargestellt ist, welche Elementarprozesse wesentlich am Entladungsmechanismus beteiligt sind. In diesem Kapitel sollen lediglich an Hand der experimentellen Daten einzelne Teilaspekte des Gesamtproblems diskutiert werden.

4.2. Die Verteilungsfunktion der Elektronen

In einer Gasentladung werden die Elektronen durch ein elektrisches Feld aufgeheizt. Wechselwirkungsprozesse zwischen den Elektronen und den Atomen einerseits und andererseits zwischen den Elektronen untereinander bestimmen die Form der Verteilungsfunktion der Elektronen (s. z.B. (/42,43/). Da die Elektronen durch Stöße mit den Atomen nur einen kleinen Bruchteil $\varkappa$ ihrer Energie abgeben - für alleinige elastische Stöße ist z.B. $\varkappa = 2m_e/m_N$ -, ist die thermische (ungerichtete) Geschwindigkeit der Elektronen groß gegenüber ihrer Driftgeschwindigkeit, so daß näherungsweise eine isotrope Verteilungsfunktion vorliegt. Im Fall einer Hochfrequenzentladung variiert nun das elektrische Feld periodisch mit einer Frequenz f und infolgedessen ist auch die Verteilungsfunktion zeitabhängig. Ist jedoch $2\pi f \gg \varkappa\nu$ - ν ist die Stoßfrequenz der Elektronen -, kühlen sich die Elektronen während einer Periodendauer des elektrischen Feldes nicht merklich ab (/42/), und die zeitliche Änderung des ungerichteten Anteils der Verteilungsfunktion ist dann vernachlässigbar. Im Bereich unserer Messung ist $\varkappa\nu \lesssim 10^6 s^{-1}$, während $2\pi f \approx 2 \cdot 10^8 s^{-1}$ ist. Die Voraussetzung $2\pi f \gg \varkappa\nu$ ist folglich gut erfüllt.

Wir können zusammenfassend sagen, daß die Verteilungsfunktion der Elektronen unter unseren experimentellen Bedingungen in guter Näherung isotrop und stationär ist.

Eine Berechnung der Verteilungsfunktion der Elektronen in einer Hochfrequenzentladung wurde von Margenau (/44/) unter Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den

Elektronen durchgeführt. Diese Voraussetzung ist bei hinreichend kleinen Ionisierungsgraden ($\lesssim 10^{-6}$) erfüllt. Der genaue Verlauf der Verteilungsfunktion hängt in diesem Fall von den jeweiligen elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitten für Elektron-Atom-Stöße, ferner vom elektrischen Feld und seiner Frequenz ab (/44/). In unserem Experiment liegen höhere Ionisierungsgrade ($10^{-5}...10^{-3}$) vor, die eine Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen den Elektronen nicht mehr gestatten. Bei derartigen Ionisierungsgraden wird der Verlauf der Verteilungsfunktion im wesentlichen durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung und durch inelastische Elektron-Atom-Stöße geprägt, während elastische Stöße und die Wirkung des elektrischen Feldes nur von untergeordneter Bedeutung sind (/45/). Für diesen Fall sind Berechnungen der Verteilungsfunktion von Rother (/46/) und Wojaczek (/47/) durchgeführt worden. Infolge der überwiegenden Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Elektronen liegt im Bereich der langsamen Elektronen im wesentlichen eine Maxwell-Verteilung vor. Lediglich im Bereich der Anregungs- und Ionisierungsenergie kommt es infolge inelastischer Stöße zu einem Defizit an Elektronen gegenüber der Maxwell-Verteilung.

Wir wollen einen Vergleich zwischen der von Rother (/46/) berechneten und der von uns gemessenen Verteilungsfunktion durchführen. Man erhält nach Rother für den isotropen Teil f_o der Verteilungsfunktion:

$$f_o = C \begin{cases} \delta + (1-\delta)e^{-\varepsilon} & \text{für } \varepsilon = \frac{E}{eU_e} < \varepsilon_A = \frac{E_A}{eU_e} \\ h(\varepsilon)\left[\delta + (1-\delta)e^{-\varepsilon_A}\right] & \text{für } \varepsilon > \varepsilon_A \end{cases} \qquad (4.1)$$

wobei der Verlauf des inelastischen totalen Wirkungsquerschnittes Q_A durch

$$Q_A = Q_{AO}(E - E_A) \qquad (4.2$$

approximiert ist. E ist die (kinetische) Elektronenenergie, E_A die Anregungsenergie des tiefsten angeregten Zustandes und C eine hier nicht weiter interessierende Normierungskonstante. $h(\varepsilon)$ und δ sind Abkürzungen für die folgenden Ausdrücke:

$$h(\varepsilon) = \frac{\sqrt{-\varepsilon_A}\cdot\sqrt{\frac{1}{4B\varepsilon_A} + \varepsilon - \varepsilon_A}\; H_{\frac{1}{2}}\left(i\tfrac{2}{3}\sqrt{B\varepsilon_A}\left(\frac{1}{4B\varepsilon_A} + \varepsilon - \varepsilon_A\right)^{\frac{3}{2}}\right)}{\exp\left(-\frac{1}{2}(\varepsilon - \varepsilon_A)\right)\; H_{\frac{1}{3}}\left(i/12B\varepsilon_A\right)}$$

$$\delta = \left[1 - \frac{e^{\varepsilon_A}\left(\frac{dh}{d\varepsilon}\right)_{\varepsilon = \varepsilon_A}}{1 + \left(\frac{dh}{d\varepsilon}\right)_{\varepsilon = \varepsilon_A}}\right]^{-1}$$

$H_{1/3}$ ist die Hankelfunktion der Ordnung $\frac{1}{3}$. Der Parameter B beschreibt die Konkurrenz zwischen den inelastischen Elektronenstößen und den mit einer Stoßfrequenz ν_{ee} stattfindenden Coulombschen Elektronenstößen:

$$B = \frac{\sqrt{\frac{2eU_e}{m_e}}\; Q_{AO} n_N e U_e}{\nu_{ee}\; E_A} \propto \frac{n_N}{n_e} \qquad (4.3)$$

Bei bekanntem Ionisierungsgrad und bekannter Elektronentemperatur läßt sich f_o aus den angegebenen Gleichungen berechnen. Abb. 4.1 und 4.2 zeigen einen Vergleich zwischen der Theorie und dem Experiment im Fall Argon bei einem Druck p = 0,32Torr und verschiedenen Ionisierungsgraden ($2\cdot10^{-4}$ und $9\cdot10^{-4}$). Für den inelastischen Wirkungsquerschnitt Q_A (s. Gl. 4.2) sind den Messungen von Maier-Leibnitz (/48/) die Werte $Q_{AO} = 10^{-17}cm^2/eV$ und E_A = 11,5eV entnommen. Der Vergleich zwischen der Rechnung und der Messung zeigt ein geringeres Defizit der gemessenen Verteilungsfunktion im Bereich der schnellen Elektronen von einer Maxwell-Verteilung als die Theorie vorhersagt. Über

ähnliche Ergebnisse haben wir in (/49/) berichtet.

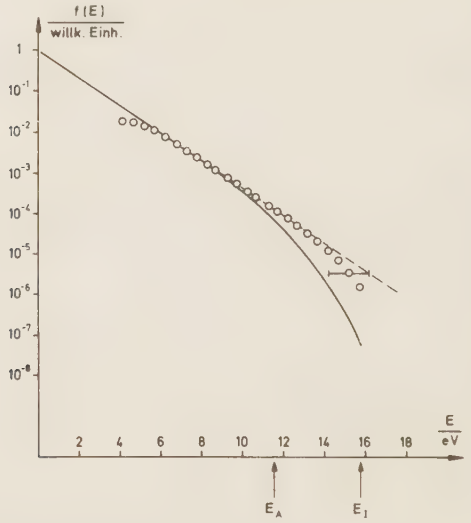

Abb. 4.1
Vergleich zwischen ge
messener und berech-
neter Verteilungsfunk
tion im Fall Ar;
p = 0,32Torr,
L_t = 20W, durchgezoge
Kurve: nach (/46/) be
rechnet, gestrichelte
Kurve: Maxwellvertei-
lung

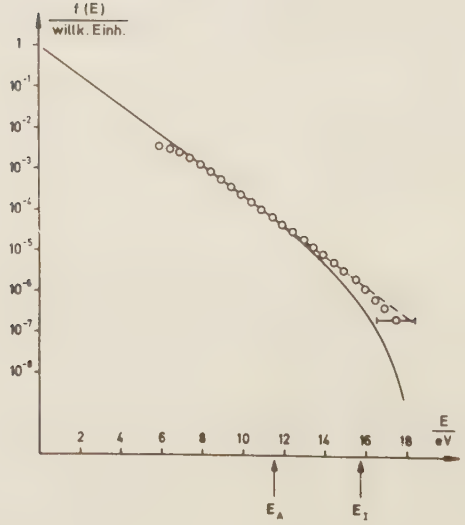

Abb. 4.2
wie Abb. 4.1 im
Fall Ar;
p = 0,32Torr
L_t = 80W

Wir möchten betonen, daß der Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Verteilungsfunktionen durch die Unsicherheit bei der Bestimmung des Plasmapotentials sehr erschwert ist (s. Kap. 3.). Die in Abb. 4.1, 4.2 eingezeichneten horizontalen Fehlerbalken entsprechen einer Unsicherheit von einem Faktor 2 in der Trägerdichtebestimmung aus dem Ionenstrom.

Die Abweichung zwischen dem Experiment und der Rotherschen Rechnung kann neben experimentellen Unsicherheiten durch die folgenden Punkte bedingt sein:

1) Von der Theorie wird die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Elektronen zu schwach beschrieben.

2) Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Stöße (/48/) ist zu groß gemessen.

3) In der Rechnung werden Stöße 2. Art (Elektron + angeregtes Atom), die angeregte Atome in den Grundzustand befördern, vernachlässigt. Das ist statthaft, wenn die Dichte der angeregten Atome klein gegenüber der Dichte ist, die die angeregten Atome im thermischen Gleichgewicht besitzen (/47/). Aus dem nächsten Abschnitt geht hervor, daß diese Voraussetzung in unserem Experiment näherungsweise erfüllt ist, so daß die Wirkung von Stößen 2. Art auszuschließen sein dürfte.

4.3. Diskussion der Teilchenbilanzen (im Fall Argon)

4.3.1. Aufstellung der Teilchenbilanzen

In Gasentladungen stellt sich die Energie der Elektronen gerade so ein, daß die Teilchenbilanz der Ladungsträger erfüllt ist.

Die Teilchenbilanz der Ladungsträger in der positiven Säule von Edelgasentladungen ist in letzter Zeit von verschiedenen Autoren eingehend untersucht worden (/50...52/). Wir wollen

hier die Teilchenbilanz im Fall Argon diskutieren und - indem wir die bisherigen Untersuchungen (/50...52/) auf einen Bereich größerer pR-Werte ausdehnen - neben der Wandrekombination Volumenverluste mitberücksichtigen.

Eine direkte Volumenrekombination der Atomionen ist bei den geringen Trägerdichten unseres Experimentes von untergeordneter Bedeutung. Hingegen kann eine über Molekülionen ablaufende Volumenrekombination eine Rolle spielen. Messungen von Biondi (/53,54/) zeigen, daß infolge des Prozesses

$$Ar^+ + Ar + Ar \rightarrow Ar_2^+ + Ar \qquad (I)$$

Ar-Molekülionen entstehen können, die neben der Diffusion zur Wand durch dissoziative Rekombination

$$Ar_2^+ + e \rightarrow Ar^* + Ar + \text{kin.Energie} \qquad (II)$$

im Volumen vernichtet werden, wobei ein angeregtes Argonatom Ar^* entsteht (/53,54/). Für die zeitliche Rate, mit der die Dreierstoß-Reaktion (I) pro Volumeneinheit stattfindet, läßt sich $bn_i p^2$ schreiben. Nach Biondi (/54/) ist für die Konstante b ein Wert der Größenordnung $10^2 \text{Torr}^{-2}\text{s}^{-1}$ zu erwarten.[8] Mit

---

[8] Ein derartiger Wert für b ist glaubwürdig, wie die folgende Überlegung zeigt: Die Stoßfrequenz der Ionen für Stöße mit Atomen ist w_i/λ_i, w_i ist die thermische Geschwindigkeit, λ_i die freie Weglänge der Ionen. Die zeitliche Rate bp^2 für den Prozeß (I) läßt sich abschätzen, indem man die Stoßfrequenz der Ionen mit ρ/λ_i multipliziert, wobei ρ/λ_i ungefähr die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß ein Ion bei einem Atomstoß innerhalb einer Wechselwirkungskugel vom Radius ρ ein weiteres Atom antrifft. Es ist also $bp^2 \approx \rho w_i/\lambda_i^2$. Berechnet man λ_i aus der Ionenbeweglichkeit für Argon $\mu_i = 1{,}2\ 10^3 \text{cm}^2/\text{Vs}\ (\text{p/Torr})^{-1}$, s. (/9/), mit Hilfe der Relation $\lambda_i \approx \mu_i w_i m_i/e$, so ergibt sich mit $b = 10^2 \text{Torr}^{-2}\text{s}^{-1}$ ein glaubwürdiger Wert $\rho \approx 10^{-8}$cm (s. hierzu auch (/55/)). - Wir verweisen ferner auf Phelps und Brown (/67/), die im Fall der entsprechenden Reaktion (I) für Helium aufgrund von Messungen im Nachleuchten (afterglow) von Mikrowellenentladungen auf einen Wert $b = (65 \pm 15)\text{Torr}^{-2}\text{s}^{-1}$ schließen.

diesem Wert für b übertreffen im Fall unseres Entladungsgefäßes (R = 5,5cm) für Drücke $p \gtrsim 1$Torr die Atomionenverluste infolge der Dreierstoß-Reaktion (I) die Verluste durch Diffusion zur Wand.

An Erzeugungsprozessen können neben der Direktionisation infolge des Defizits an schnellen Elektronen in der Verteilungsfunktion Stufenionisationen eine merkliche Rolle spielen. Wir wollen dabei wie in (/38/) nur Ionisationen von den niedrigsten angeregten Energiezuständen aus betrachten. Im Fall Argon sind das die $^1P_1$- und $^3P_{0,1,2}$-Zustände der $3p^5 4s$-Konfiguration. Diese Zustände sind - vermutlich durch Elektronenstöße - trotz ihrer verschiedenen Wahrscheinlichkeiten für optische Übergänge in den Grundzustand annähernd gleich besetzt, wie Messungen von Kagan (/38/) an der positiven Säule einer Ar-Gleichstromentladung zeigen. Wir wollen die Atome, die sich in $3p^5 4s$-Zuständen befinden, in dem Zustand A der Teilchendichte n_A zusammenfassen. Die höheren Energiezustände lassen sich infolge der geringeren Besetzung (/38/) vernachlässigen.

Wir schreiben nun für die Teilchenbilanz der Ionen:

$$n_e \nu_I + n_e n_A S_{AI} = \frac{n_i}{\tau_{WR}} + n_i b p^2 \qquad (4.4)$$

Unter n_e, n_i, n_A sind geeignete räumliche Mittelwerte der Teilchendichte der Elektronen, Ionen und der angeregten Atome zu verstehen.[9] τ_{WR} ist die Lebensdauer der Atomionen infolge Wandrekombination.

Die Ionisierungsfrequenz für Direktionisationen ist durch

$$\nu_I = n_N \int f_o Q_I v d^3v, \qquad (4.5)$$

---

[9] Auf eine genauere Spezifizierung dieser Mittelwerte wollen wir in Anbetracht der vielen in die Rechnung eingehenden schlecht bekannten Größen verzichten.

das Ionisationsstoßintegral S_{AI} durch

$$S_{AI} = \int f_o Q_{AI} v d^3v \qquad (4.6)$$

definiert, wobei Q_I bzw. Q_{AI} die totalen Wirkungsquerschnitte für die Direkt- bzw. Stufenionisation sind.

Die Teilchenbilanz der Ionen (4.4) ist durch die Teilchenbilanzen der angergten $3p^5 4s$-Atome und der Molekülionen zu ergänzen.

Angeregte Atome werden durch Stöße zwischen Elektronen und Atomen im Grundzustand erzeugt. Daneben können durch den Rekombinationsprozeß (II) angeregte Atome erzeugt werden, deren Anregungszustand uns allerdings nicht bekannt ist (vgl.(/54/)) Vernichtet werden die $3p^5 4s$-Atome durch Resonanzstrahlung, Stufenionisation, Diffusion zur Wand und durch Stöße 2. Art mit Elektronen oder Atomen. Eine Vernichtung durch Stufenanregung schließen wir in Anlehnung an Kagan (/50/) aus.[10)]

Die Molekülionen werden durch (I) erzeugt und durch Diffusion zur Wand oder durch dissoziative Rekombination vernichtet.

Wir schreiben entsprechend dieser Ausführungen für die Teilchenbilanz der angeregten Atome

$$\nu_A n_e + x\alpha n_M n_e = n_A n_e S_{AI} + \frac{n_A}{\tau_A} \qquad (4.7)$$

und für die Teilchenbilanz der Molekülionen

$$n_i b p^2 = \frac{n_M}{\tau'_{WR}} + \alpha n_M n_e \,. \qquad (4.8)$$

---

10) Stufenanregungen finden hauptsächlich in die energetisch nächst höher gelegenen $3p^5 4p$-Zustände statt, von denen aus zumindest optische - Übergänge in den Grundzustand (wegen der Laporteschen Auswahlregel) verboten sind, so daß eine Rückkehr in den $3p^5 4s$-Zustand wahrscheinlich ist.

ν_A ist die entsprechend Gl. (4.5) definierte Anregungsfrequenz für Anregungen aus dem Grundzustand, τ_A eine effektive Lebensdauer der angeregten Atome, die Strahlungsübergänge, Stöße 2. Art und die Diffusion angeregter Atome zur Wand erfassen soll, τ'_{WR} ist die Lebensdauer der Molekülionen infolge Diffusion zur Wand und α der Volumenrekombinationskoeffizient für die Molekülionen. x ist eine dimensionslose Zahl zwischen 0 und 1, die die eventuelle Produktion von angeregten $3p^5 4s$-Atomen durch den Prozeß (II) erfassen soll.

Die Teilchenbilanzen (4.4, 4.7, 4.8) sind noch durch die Quasineutralitätsbedingung

$$n_M + n_i \approx n_e \tag{4.9}$$

zu ergänzen. Aus (4.8) ergibt sich für die Molekülionendichte:

$$n_M = \frac{n_i b p^2}{\tau'_{WR} + \alpha n_e} \tag{4.10}$$

Mit dem Wert $\alpha \approx 10^{-8} cm^3/s$ (s. Anmerkung 11) und dem Wert $b \approx 10^2 Torr^{-2} s^{-1}$ (/54/) ist im Trägerdichtebereich $n_e > 10^{12} cm^{-3}$ mindestens bis zu Drücken $p \approx 5 Torr$ noch $n_M \ll n_i$. In diesem Druck und Trägerdichtebereich wird die Quasineutralitätsbedingung $n_i \approx n_e \approx n$ und die Teilchenbilanzen (4.4, 4.7, 4.8) vereinfachen sich zu

$$\nu_I + n_A S_{AI} = \frac{1}{\tau_{WR}} + b p^2 \tag{4.11}$$

---

11) Biondi (/53/) erhält aus Messungen im Nachleuchten (afterglow) den Wert $\alpha = 8{,}8\ 10^{-7} cm^3/s$ bei einer Elektronentemperatur $T_e = 300K$. Nach Messungen von Chen et al. (/60/) zeigt α im Fall Helium (im Bereich $300K < T_e < 1500K$) eine Temperaturabhängigkeit $\propto T_e^{-3/2}$. Falls in Argon die gleiche T_e-Abhängigkeit vorliegt, ergibt sich bei unseren Temperaturen von $T_e \approx 10^4 K$ für die Molekülionen ein Volumenrekombinationskoeffizient $\alpha \approx 10^{-8} cm^3/s$.

und

$$\nu_A + xbp^2 = n_A(S_{AI} + \frac{1}{n\tau_A}) \qquad (4.12)$$

In der Bilanz der angeregten Atome Gl. (4.12) wurde τ'_{WR} gegen ν_A vernachlässigt. In dem Bereich $p \gtrsim 1$Torr, in dem die Molekülionenproduktion eine Rolle zu spielen beginnt, ist das zulässig. Eliminiert man aus (4.11) und (4.12) noch die Dichte der angeregten Atome n_A, erhält man in

$$\nu_I + (\nu_A + xbp^2)\left[1 + (n\,{}_A S_{AI})^{-1}\right]^{-1} = \frac{1}{\tau_{WR}} + bp^2 \qquad (4.13)$$

bei einem vorgegebenen Entladungsgefäß (τ_{WR}) eine Relation zwischen der Trägerdichte n, dem Druck p und der Elektronentemperatur $T_e = eU_e/k$.

4.3.2. Vergleich mit dem Experiment

Abb. 4.3 zeigt Berechnungen von U_e in Abhängigkeit vom Druck bei einer konstanten Trägerdichte $n = 10^{12}\text{cm}^{-3}$. Dabei haben wir für Q_I und Q_A die von Maier-Leibnitz (/48/) gemessenen Wirkungsquerschnitte benutzt. Für das Ionisierungsstoßintegral S_{AI} haben wir von Wojaczek (/51/) durchgeführte Berechnungen übernommen. Wojaczek hat dabei für den Wirkungsquerschnitt für Stufenionisation Q_{AI} Berechnungen von Thomson

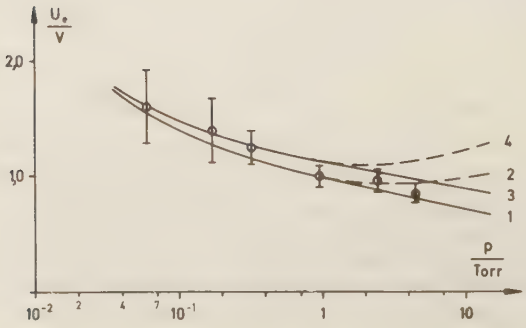

Abb. 4.3
Vergleich zwischen de gemessenen und der unter verschiedenen Annahmen berechneten (Kurven 1...4, s.Text Druckabhängigkeit der Elektronentemperatur (Argon)

(/57/) in modifizierter Form benutzt. Messungen des Absolutwertes des Wirkungsquerschnittes Q_{AI} sind uns bisher nicht bekannt. Eine Zusammenstellung der benutzten Wirkungsquerschnitte befindet sich im Anhang II dieser Arbeit. Die Erzeugung angeregter Atome durch (II) haben wir vernachlässigt (x=0), da im Bereich $p \lesssim 5$Torr noch angenähert $\nu_A \gg bp^2$ ist.

Die Lebensdauer τ_{WR} ist näherungsweise nach der Schottky-Theorie berechnet:

$$\tau_{WR} \approx \frac{\Lambda^2}{D_a} \approx \frac{\Lambda^2}{\mu_i U_e} \quad , \quad \Lambda^{-2} = (\frac{2,4}{R})^2 + (\frac{\pi}{l})^2 \qquad (4.14)$$

l ist die Länge, R der Radius unseres Entladungsgefäßes. (Streng gilt Gl.(4.14) nur für eine Trägererzeugung, die der Trägerdichte proportional ist.) Die Ionenbeweglichkeit ist nach den Messungen (/9/) $\mu_i = 1{,}2\ 10^3 (\frac{p}{\text{Torr}})^{-1} \text{cm}^2/\text{Vs}$. Für die Lebensdauer der angeregten Atome haben wir einen von Wojaczek (/51/) abgeschätzten Wert $\tau_A \approx 3 \cdot 10^{-5}$s benutzt.

Die in Abb. 4.3 eingezeichneten $U_e(p)$-Verläufe sind unter verschiedenen Annahmen berechnet. In den Kurven 3 und 4 ist mit einem Defizit in der Verteilungsfunktion gemäß Gl. (4.1) gerechnet. Da unsere Messungen der Verteilungsfunktion auf ein geringeres Defizit an schnellen Elektronen hinweisen, als nach Gl. (4.1) zu erwarten ist, haben wir $U_e(p)$ auch für eine durchgehende Maxwellverteilung berechnet (Kurven 1 und 2). Im Fall der durchgezogenen Kurven (1 und 3) sind Volumenverluste vernachlässigt (b = 0), im Fall der gestrichelt gezeichneten Kurven (2 und 4) sind Volumenverluste mit $b = 50\text{Torr}^{-2}\text{s}^{-1}$ berücksichtigt. Dieser Wert für b wurde im Hinblick auf die Anpassung zwischen der Theorie und dem Experiment im Fall der Energiebilanz (s. Abschn. 4.5.2.) gewählt. Da mit wachsendem Druck die Wandrekombinationsverluste ($\propto \frac{1}{p}$) abnehmen, die Volumenrekombinationsverluste jedoch ($\propto p^2$) zunehmen, durchläuft $U_e(p)$ bei der Berücksichtigung der Volumenrekombination ein Minimum. Dabei ist allerdings zu beachten, daß unsere Rechnung wegen der Vernachlässigung der Molekülionendichte gegenüber der Atomionendichte ($n_M \ll n_i$) nur bis zu Drücken $p \approx 5$Torr Gültigkeit hat.

Der Vergleich zwischen den unter verschiedenen Annahmen berechneten $U_e(p)$-Verläufen zeigt, daß die Messung der Elektronentemperatur zu ungenau ist, um zugunsten einer der gemachten Annahmen zu entscheiden. Diese Schwierigkeit besteht auch, wenn man die Theorie mit Messungen der Elektronentemperatur in der positiven Säule von Gleichstromentladungen vergleicht (s. Abb. 3.12).

4.3.3. Diskussion einiger Vernachlässigungen

Es sollen nun noch einige Elementarprozesse diskutiert werden, die in den Teilchenbilanzen vernachlässigt wurden.

1) Der Hornbeck-Molnar-Prozeß

Hornbeck und Molnar haben experimentell nachgewiesen, daß der Stoß zwischen einem Argonatom im Grundzustand und einem kurzlebigen (Lebensdauer $\approx 10^{-7}$s) angeregten Argonatom (Ar^*), dessen Anregungsenergie etwa 1V...2V unterhalb der Ionisierungsenergie liegt, zur Bildung von Molekülionen führen kann (/58,59/):

$$Ar^* + Ar \longrightarrow Ar_2^+ + e \qquad \text{(III)}$$

Die Volumendichte der Bildungsrate von Ar_2^+-Ionen nach diesem Prozeß ist $n_N n_A \cdot w_N Q$. Für den Wirkungsquerschnitt Q der Reaktion (III) sind nach Pahl (/60/) Werte von der Größenordnung des gaskinetischen Wirkungsquerschnittes der Ar-Atome zu erwarten: $Q \approx 10^{-16}\text{cm}^2$. Für die Teilchendichte der durch Elektronenstoß erzeugten Ar^*-Atome erhält man aufgrund ihrer Teilchenbilanz Werte $\lesssim 10^7\text{cm}^{-3}$. Eine derartige obere Grenze für n_A^* ist auch gut mit Messungen der Dichte der angeregten Atome in der positiven Säule einer Argon-Gleichstromentladung von Kagan et al. (/38/) verträglich. Mit obigen Werten für Q und n_A^* läßt sich in unserem Experiment die Erzeugung von Ar-Molekülen nach (III) in den Teilchenbilanzen vernachlässigen.

2) Ionisation durch Stöße zwischen angeregten Atomen (Ar^*)

$$Ar^* + Ar^* \longrightarrow Ar^+ + e + Ar \qquad (IV)$$

Nach Messungen von Phelps-Molnar (/63/) ist im Fall Helium für diesen Prozeß mit einem Wirkungsquerschnitt von etwa $10^{-14} cm^2$ zu rechnen. Sollte im Fall Argon ebenfalls ein so großer Wirkungsquerschnitt vorliegen, ist der Prozeß (IV) für $n_A \gtrsim 10^{12} cm^{-3}$ zu berücksichtigen. Nach unseren Abschätzungen (s. nächster Abschnitt) dürfte die Dichte der angeregten Atome n_A gerade noch unterhalb $10^{12} cm^{-3}$ bleiben.

4.3.4. Die Dichte der angeregten Atome

Wegen der Bedeutung der Stöße 2. Art (angeregtes Atom-Elektron) für die Verteilungsfunktion der Elektronen (s. Abschn. 4.2.) vergleichen wir noch die Dichte n_A der angeregten Atome in der Entladung mit derjenigen Dichte, die die angeregten Atome im thermischen Gleichgewicht besitzen. Nach Gl. (4.11) ist

$$n_A = \frac{1}{S_{AI}}(\tau_{WR}^{-1} + bp^2 - \nu_I) \qquad (4.11a)$$

Demgegenüber ist die Dichte der angeregten Atome, die im thermischen Gleichgewicht mit dem Elektronengas der Temperatur $T_e = \frac{e}{k}U_e$ sind:

$$(n_A)_{th} = n_N \frac{g_A}{g_N} \exp(-\frac{E_A}{eU_e}).$$

Für den Fall Argon sind in Tabelle 3 einige Werte bei verschiedenen Drücken für n_A bzw. $(n_A)_{th}$ angegeben. Dabei sind für U_e unsere experimentellen Werte (s. Tab. 2) benutzt, ferner ist $b = 50 Torr^{-2} s^{-1}$ gesetzt. Bezüglich der Berechnung von S_{AI} s. (/51/). Es zeigt sich, daß noch annähernd $(n_A)_{th} \gg n_A$ ist, wobei allerdings die Unsicherheiten zu be-

achten sind, die in der Festlegung der Größe S_{AI} und b bestehen.

T A B E L L E 3

Die Dichte der angeregten Atome in Argon

$\frac{L_t}{W}$	$\frac{p}{Torr}$	$\frac{U_e}{V}$	$\frac{n_A}{cm^{-3}}$	$\frac{(n_A)_{th}}{cm^{-3}}$
40	0,32	1,25	$\approx 2 \cdot 10^{11}$	$\approx 10^{13}$
40	4,5	0,90	$\approx 5 \cdot 10^{11}$	$\approx 5 \cdot 10^{12}$

4.4. Die Deutung der in die Gasaufheizung gehenden Leistung L_v

Elastische Stöße zwischen den Elektronen und den Gasatomen sind wesentlich an der Aufheizung des Neutralgases beteiligt. Daneben gibt es eine Reihe weiterer für die Aufheizung weniger bedeutsame Elementarprozesse, die wir am Schluß dieses Abschnitts diskutieren. Zunächst behandeln wir die Aufheizung infolge elastischer Elektron-Atom-Stöße.

Die Elektronentemperatur sei groß gegenüber der Gastemperatur. Wir betrachten ein in Ruhe befindliches Atom, das sich in einem Elektronengas der Teilchendichte n_e mit isotroper Verteilungsfunktion $f_o(v)$ befindet. Von den Elektronen, deren Geschwindigkeiten in dem Geschwindigkeitsraumwinkelelement $d\Omega'$ liegen, wird bei einem Stoß mit dem Atom der Teilchenstrom

$$d\tilde{I} = n_e \frac{dQ_{el}}{d\Omega} v^3 f_o(v) dv d\Omega d\Omega' \qquad (4.15)$$

in das Geschwindigkeitsraumwinkelelement $d\Omega'$ gestreut. $dQ_{el}/d\Omega$ ist der differentielle elastische Wirkungsquerschnitt.

Multiplizieren wir (4.15) mit der Energie

$$\frac{2m_e}{m_N}(1 - \cos\vartheta)\frac{m_e}{2} v^2,$$

die ein Elektron bei einem unter dem Streuwinkel ϑ erfolgenden Stoß auf das Atom überträgt, und integrieren wir über alle Raumwinkel $d\Omega$ und $d\Omega'$, so ergibt sich nach Multiplikation der Neutralgasteilchendichte die dem Neutralgas pro Zeit- und Volumeneinheit zugeführte Energie:

$$P_{el} = 4\pi\frac{m_e^2}{m_N}\cdot n_e \cdot n_N \int_0^\infty v^5 f_o(v) Q_m(v) dv \qquad (4.16)$$

wobei der Transportquerschnitt für Impulsübertragung Q_m durch

$$Q_m = \int (1 - \cos\vartheta)\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} d\Omega \qquad (4.17)$$

definiert ist. Da zur Gasaufheizung nach Gl. (4.16) im wesentlichen die langsamen Elektronen beitragen, können wir von der Abweichung der Verteilungsfunktion von einer Maxwellverteilung im Bereich der schnellen Elektronen absehen und für $f_o(v)$ eine durchgehende Maxwellverteilung ansetzen. Für P_{el} erhält man dann aus Gl. (4.16)

$$P_{el} = \frac{m_e}{m_N}\cdot n_N \cdot n_e \cdot G(U_e), \qquad (4.18)$$

wobei $G(U_e)$ eine vom Verlauf des Transportquerschnittes Q_m abhängige Funktion der Elektronentemperatur ist:

$$G(U_e) = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{2eU_e}{m_e}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty Q_m(x^2 \cdot eU_e)\, x^5 e^{-x^2} dx \qquad (4.19)$$

Wir haben $G(U_e)$ für die Edelgase berechnet, s. Abb. 4.4. Dazu wurden die in (/61/) angegebenen Transportquerschnitte Q_m

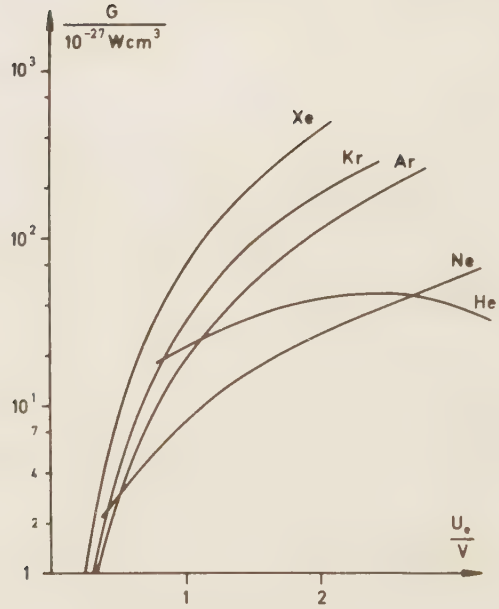

Abb. 4.4
Die Funktion $G(U_e)$ für die Edelgase

durch analytische Ausdrücke approximiert, die im Anhang II angegeben sind.

Die in der gesamten Entladung infolge elastischer Elektron-Atom-Stöße umgesetzte Leistung L_{el} ergibt sich nach Integration von (4.14) über das Entladungsvolumen V zu

$$L_{el} = V\gamma n_N n \frac{m_e}{m_N} G(U_e) \quad . \tag{4.20}$$

Bei dieser Integration läßt sich entsprechend unserem experimentellen Befund (s. Abb. 3.11) und den Ausführungen des nächsten Abschnittes U_e als örtlich konstant ansehen. n ist der Wert der Trägerdichte im Zentrum der Entladung und γ ein dimensionsloser Faktor, der von der Ortsabhängigkeit der Elektronen- und der Gasdichte abhängt.

Nach Gl. (4.20) lassen sich die elastischen Verluste aus den Sondenmessungen der Elektronentemperatur U_e und der Trägerdichte n berechnen und mit der von uns direkt gemessenen Gasaufheizungsleistung L_v vergleichen. Um zum Ausdruck zu bringen, daß beträchtliche Unsicherheiten in der Bestimmung der Trägerdichte aus den Sondenmessungen bestehen, haben wir den Vergleich auf die Trägerdichte zurückgeführt, s. Abb. 4.5...4.8 $n^{(Sonde)}$ ist der von der Sonde im Maximum der örtlichen Trägerdichteverteilung gemessene Wert, wobei der Ionenstrom nach Self und Shih (/33/) ausgewertet ist (s. Tab. 2). Zum Vergleich ist in einigen Fällen (eingeklammerte Meßpunkte) der Ionenstrom auch nach Allen et al. (/26/) ausgewertet, die Stöße der Ionen mit den Atomen vernachlässigen. $n^{(L_v)}$ ist aus der direkt gemessenen Gasaufheizungsleistung L_v (s.Tab.1) gemäß

$$n^{(L_v)} = \frac{L_v}{V} \frac{m_N}{m_e} \frac{1}{\gamma n_N G(U_e)}$$

berechnet. Infolge des durch die Sonden stark gestörten Trägerdichteprofils (s. Abb. 3.9) ergeben sich Unsicherheiten in der Berechnung von γ, die wir auf einen Faktor 2 abschätzen und die durch die horizontalen Fehlerbalken in den Abb. 4.5...4.8 dargestellt sind.

Der in Abb. 4.5...4.8 für verschiedene Gase, Drücke und Leistungen L_t durchgeführte Vergleich zeigt einerseits, daß elastische Elektron-Atom-Stöße wesentlich an der Aufheizung des Neutralgases beteiligt sind, und andererseits, daß die Ionenstromauswertung nach Self und Shih (/33/) brauchbare Resultate liefert.

Zum Schluß diskutieren wir noch einige weitere Elementarprozesse, die eine Neutralgasaufheizung bewirken können:

1) Stöße zwischen Ionen und Atomen

Wegen der gegenüber der Elektronenbeweglichkeit kleinen Ionenbeweglichkeit (in Entladungen ohne ein äußeres Magnetfeld) ist

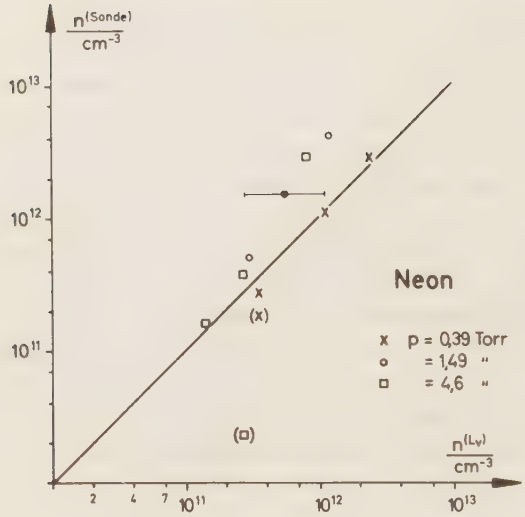

Abb. 4.5
Vergleich der von der Sonde gemessenen Trägerdichte ($n^{(Sonde)}$) mit dem Wert der Trägerdichte ($n^{(L_v)}$), der sich aus der Gasaufheizungsleistung L_v unter der Annahme berechnet, daß die Gasaufheizung nur durch elastische Elektron-Atom-Stöße verursacht wird (Neon)

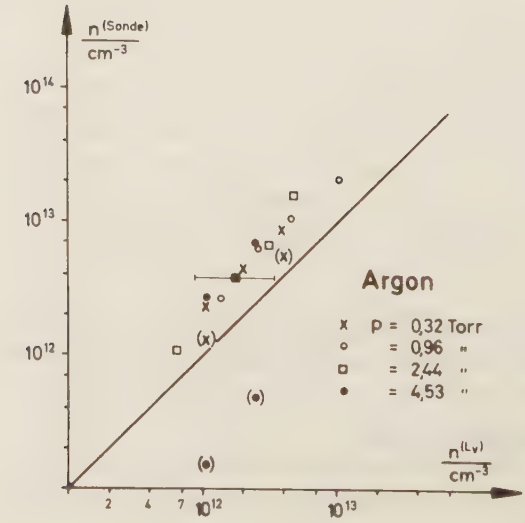

Abb. 4.6
Wie Abb. 4.5, im Fall Argon

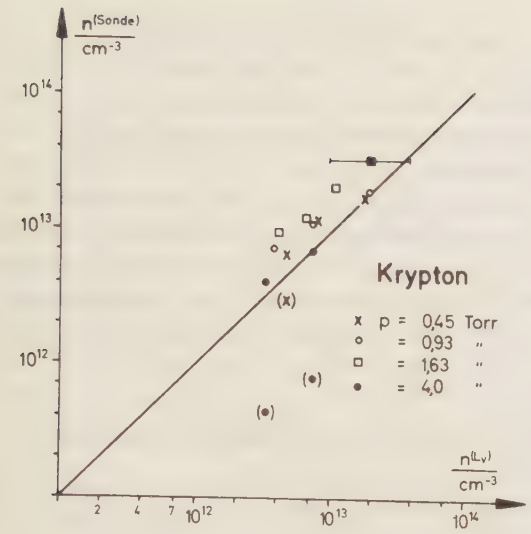

Abb. 4.7
Wie Abb. 4.5, im Fall Krypton

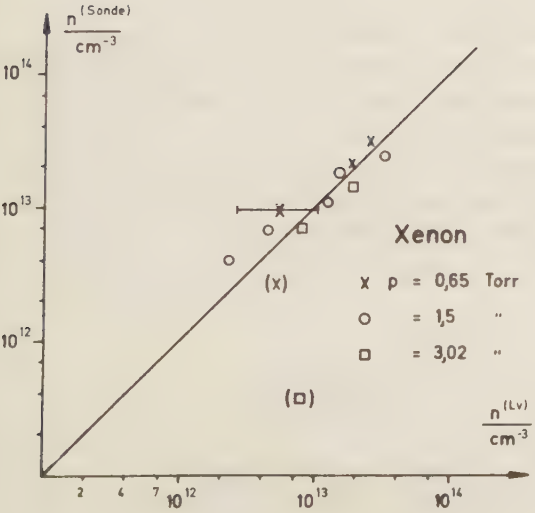

Abb. 4.8
Wie Abb. 4.5, im Fall Xenon

die Energie, die die Ionen aus dem Feld aufnehmen, zu klein, um einen meßbaren Effekt zu geben. Daneben können die Ionen durch elastische Elektronenstöße Energie erhalten und diese dann auf die Atome weiterübertragen. Hierbei ist zu beachten, daß die Coulombschen Wirkungsquerschnitte für die Elektron-Ion-Stöße wesentlich größer als die durch den Ramsauereffekt stark herabgesetzten Wirkungsquerschnitte für Elektron-Atom-Stöße (/62/) sind. Dennoch läßt sich abschätzen, daß elastisch Elektron-Ion-Stöße bei den von uns erreichten Ionisierungsgraden von höchstens 10^{-3} für die Gasaufheizung noch nicht von Bedeutung sind.

2) Stöße 2. Art zwischen angeregten Atomen und Atomen im Grundzustand

Es läßt sich abschätzen, daß derartige Prozesse gegenüber der Gasaufheizung durch elastische Elektron-Atom-Stöße vernachlässigbar sind, wenn die Wirkungsquerschnitte hierfür klein gegen etwa $10^{17} cm^2$ sind. Angaben über derartige Wirkungsquerschnitte haben wir in der Literatur nicht gefunden.

3) Wärmeproduktion durch den Prozeß (II) der dissoziativen Rekombination

Die Größe der bei der Reaktion (II) freiwerdenden kinetischen Energie ist uns nicht bekannt (vgl. (/53/)). Nehmen wir an, daß es sich um einen Energiebetrag von einigen eV handelt, läßt sich abschätzen, daß die durch den Prozeß (II) erzeugte Wärmeleistung im Bereich $p < 5$Torr, in dem noch $n_M \ll n_i$ ist, höchstens einige Prozent der Gasaufheizungsleistung infolge elastischer Elektron-Atom-Stöße erreicht, wenn man mit $b = 10^2 \text{Torr}^{-2}\text{s}^{-1}$ rechnet.

4.5. Die Energiebilanz der Elektronen

4.5.1. Die lokale Energiebilanz der Elektronen und die Ortsabhängigkeit der Elektronentemperatur

Die Elektronen werden im äußeren elektrischen Feld der Entladung aufgeheizt. Geben sie die gewonnene Energie am gleichen Ort durch elastische oder inelastische Stöße mit den Atomen wieder ab, d.h. ist ein Energietransport vernachlässigbar, so lautet ihre lokale Energiebilanz:

$$P_t = \varkappa\nu \cdot \tfrac{3}{2} kT_e . \qquad (4.21)$$

P_t ist die Volumendichte der elektrischen Leistung, $\varkappa\nu\frac{3}{2}kT_e$ die durch elastische oder inelastische Stöße je Volumen- und Zeiteinheit an die Atome abgegebene Energie. Gl. (4.21) verknüpft die elektrische Feldstärke mit der Elektronentemperatur.

Nun variiert in einer zylindrischen Ringentladung die induzierte elektrische Feldstärke (E_φ) bei vernachlässigbarem Skineffekt gemäß $E_\varphi = E_{\varphi 0} \cdot (\frac{r}{R})$. Bei höheren Trägerdichten geht E_φ als eine Folge des Skineffektes mit abnehmendem r stärker als linear gegen Null. In unserem Experiment ist die Skintiefe von der Größenordnung des Gefäßradius, so daß ein Skineffekt für die elektrische Feldverteilung eine Rolle spielen kann. Neben dem induzierten azimutalen elektrischen Feld liegt in der Entladung ein kapazitiv eingekoppeltes elektrisches Feld E_z vor. Jedoch ist dieses axiale Feld bei den hohen Trägerdichten unseres Experimentes fast vollständig durch das Plasma abgeschirmt. Zum Beispiel schätzen wir für Argon ab:

$$\frac{E_z}{E_{\varphi 0}} \lesssim 5\ 10^{-2}\ \frac{(p/\mathrm{Torr})}{(n/10^{12}\ \mathrm{cm}^{-3})} ,$$

wobei n der Wert der Trägerdichte im Zentrum der Entladung ist. Folglich haben wir unter unseren experimentellen Be-

dingungen mit einem elektrischen Feld zu rechnen, das bei r = R maximal ist und zur Achse (r = 0) fast auf Null abfällt.

Nach Gl. (4.21) sollte auch die Elektronentemperatur ein solches Verhalten aufweisen. Nun zeigen jedoch unsere Messungen praktisch keine radiale Ortsabhängigkeit (s. Abb. 3.11). Infolgedessen muß ein Energietransport vom Rand zur Mitte der Entladung stattgefunden haben. Ein solcher Energietransport kann folgende Ursachen haben:

1) Durch Elektronenstoß werden im äußeren Teil der Entladung angeregte Atome erzeugt, die zur Achse diffundieren und dort ihre Anregungsenergie durch Stöße 2. Art wieder an die Elektronen abgeben. Da jedoch nach unseren Abschätzungen (Abschn. 4.3.4.) die Dichte der angeregten Atome noch nicht den Wert des thermischen Gleichgewichts erreicht, sollte ein derartiger Effekt vernachlässigbar sein.

2) Energie wird durch Konvektion transportiert. Die durch konvektiven Energietransport verursachte Energiestromdichte ist $\vec{\Gamma}\frac{3}{2}kT_e$, wobei $\vec{\Gamma}$ die Teilchenstromdichte der Elektronen ist. Werden die Ladungsträger durch Wandrekombination vernichtet, ist die Teilchenstromdichte $\vec{\Gamma}$ zur Wand gerichtet und infolgedessen wird durch Konvektion kinetische Elektronenenergie zur Wand transportiert. Lediglich bei vorherrschender Volumenrekombination können Ladungsträger vom Rand zur Mitte diffundieren und Energie zur Mitte transportieren.

Es läßt sich jedoch zeigen, daß der konvektive Energietransport gegenüber dem Energietransport durch Wärmeleitung infolge der durch die ambipolare Diffusion stark herabgesetzten Elektronenteilchenstromdichte $\vec{\Gamma}$ vernachlässigbar ist, sofern die Ionenbeweglichkeit klein gegenüber der Elektronenbeweglichkeit ist (/64/). Das ist in Entladungen ohne ein starkes äußeres Megnetfeld der Fall.

3) Infolge Wärmeleitung im Elektronengas wird kinetische Energie der Elektronen zur Mitte transportiert. Wir haben durch Lösung der lokalen Energiebilanz in (/64/) gezeigt,

daß die Wärmeleitung im Elektronengas für ein praktisch konstantes Temperaturprofil sorgt, sofern

$$R \ll \frac{\lambda_e}{\sqrt{\pi}} \tag{4.22}$$

ist. $\lambda_e/\sqrt{\pi}$ ist die charakteristische Relaxationslänge für den Temperaturausgleich im Elektronengas (λ_e ist die freie Weglänge der Elektronen). Bei den Drücken unseres Experimentes ($p < 5$Torr) ist die Ungleichung (4.22) gut erfüllt (/64/). Die Ursache für das von uns beobachtete praktisch konstante Elektronentemperaturprofil dürfte daher im Energietransport durch Wärmeleitung im Elektronengas gesehen werden.

4.5.2. Die Berechnung der Leistungsbilanz der Elektronen für die gesamte Entladung und der Vergleich mit dem Experiment im Fall Argon

Ausführlich wurde die Leistungsbilanz der positiven Säule einer Argongleichstromentladung schon von Wojaczek (/51/) diskutiert. Wir wollen die Überlegung dieses Autors - genau wie im Fall der Teilchenbilanz, s. Abschn. 4.3. - durch die Berücksichtigung von Trägerverlusten im Volumen erweitern, die für die Energiebilanz deswegen eine Rolle spielen, da sie die Dichte der angeregten Atome heraufsetzen (s. Gl. 4.11a) und infolgedessen die Energieverluste durch Stufenprozesse vergrößern.

Die Leistung L_t, die die Elektronen im elektrischen Feld aufnehmen, teilt sich in Verluste durch elastische und inelastische Atomstöße (L_{el}, L_{inel}) und in Wandverluste (L_w) auf:

$$L_t = L_{el} + L_{inel} + L_w \tag{4.23}$$

Wegen der (in Entladungen ohne äußeres Magnetfeld) im Vergleich zur Elektronenbeweglichkeit kleinen Ionenbeweglichkeit ist L_t praktisch (bis auf etwa 1‰) mit der von der

Entladung insgesamt aufgenommenen Leistung identisch. Die elastischen Leistungsverluste L_{el} berechnen sich aus Gl. (4.20 Zur Berechnung der inelastischen Verluste L_{inel} sind anregende und ionisierende Stöße aus dem Grundzustand, Stufenanregung und Stufenionisationen zu berücksichtigen:

$$L_{inel} = Vn_e\left\{\nu_A E_A+\nu_I E_I+n_A\left[\sum_{A'} S_{AA'}(E_A-E_{A'})+S_{AI}(E_I-E_A)\right]\right\} \qquad (4.24)$$

V ist das von der Entladung eingenommene Volumen. Für die Dichten n_e und n_A sind wieder wie im Fall der Teilchenbilanzen (s. Anmerkung 9) räumliche - nicht näher spezifizierte - Mittelwerte benutzt. $S_{AA'}$ sind analog S_{AI} (s. Gl. (4.6)) definierte Anregungsstoßintegrale, die wie S_{AI} eine Funktion der Elektronentemperatur sind. Die die Anregungsstoßintegrale $S_{AA'}$ enthaltende Summe berechnen wir mit Wojaczek (/51/) näherungsweise, indem wir die höher gelegenen Anregungszustände zu zwei Zuständen mit $E_{A'} - E_A = 1{,}5eV$ und $E_A - E_{A''} = 2{,}9eV$ zusammenfassen. Für die Wirkungsquerschnitte $Q_{AA'}$ ist wie im Fall der Stufenionisation ein modifizierter Thomsonscher Ausdruck (/51/) benutzt, s. Anhang II. Wegen der geringen Besetzung höherer Zustände der Anregungsenergie $E_{A'}$ sind in Gl. (4.24) nur Stufenprozesse berücksichtigt, die von den energetisch niedrigsten Zuständen ($3p^5 4s$) aus erfolgen. Des weiteren haben wir in Gl. (4.24) Elektronenstöße 2. Art, die angeregte Atome in den Grundzustand befördern, vernachlässigt, da Abschätzungen in Abschn. 4.3.4. darauf hinweisen, daß die Dichte der angeregten Atome noch unterhalb des Wertes für das thermische Gleichgewicht liegt.

Die Wandverluste L_w ergeben sich aus der an der Wand abgegebenen kinetischen Energie $\frac{3}{2}eU_e$ der Elektronen und der in dem Spannungsabfall vor der Wand $U_e \cdot \log w_e/w_i$ ($w_{e,i}$, mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen bzw. der Ionen) gewonnenen kinetischen Energie der Ionen, die ebenfalls von den Elektronen geliefert wird:

$$\frac{\mu_e}{R}\,eU\alpha \quad , \quad \alpha = \frac{2}{} + \ln \frac{w_e}{w_i} \qquad (4.3$$

Wir wollen den Quotienten L_{el}/L_t berechnen, der sich mit den gemessenen Werten L_v/L_t vergleichen läßt. Aus den Gln. (4.20, 4.23...4.25) ergibt sich für L_{el}/L_t, wenn wir noch die Dichte der angeregten Atome n_A mit Hilfe von Gl. (4.11a) eliminieren:

$$\frac{}{} \left\{ \cdot \frac{}{} \cdot \left[\nu_{} + \nu_I + \nu_{AI} + \tau_{WR}^{-1} + \nu_I \right. \right.$$

$$\left. \left. (S_{AI}(E_I - E_A) + \sum_{A'} S_{AA'}(E_{A'} - E_A)) + \alpha \frac{eU_e}{\tau_{WR}} \right] \right\}^{-1} \qquad (4.26)$$

Wie im Fall der Berechnung der Elektronentemperatur aus den Teilchenbilanzen (s. Abb. 4.3) haben wir L_{el}/L_t bei einer festen Elektronendichte $n_e = 10^{12}\,cm^{-3}$ unter verschiedenen Annahmen berechnet (s. Abb. 4.9). Bei einer durchgehenden

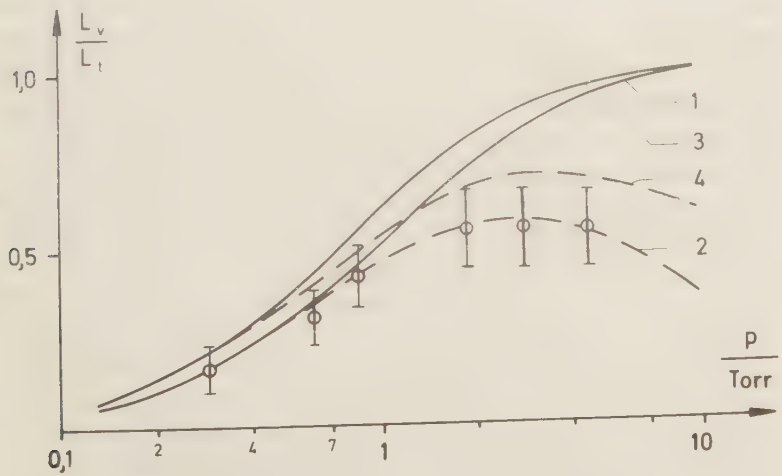

Abb. 4.9 Vergleich des gemessenen Quotienten L_v/L_t mit dem unter verschiedenen Annahmen berechneten Quotienten L_{el}/L_t (Kurven 1...4, s. Text)

(Kurven 1, 2) bzw. einer nach (/46/) ein Defizit aufweisenden (Kurven 3, 4) Maxwellverteilung wird die Volumenrekombination berücksichtigt ($b = 50\text{Torr}^{-2}\text{s}^{-1}$, gestrichelt gezeichnet) bzw. vernachlässigt ($b = 0$). Der für die Rechnung benötigte Zusammenhang zwischen der Elektronentemperatur und dem Druck ist Abb. 4.3 entnommen. Bei alleinigen Teilchenverlusten infolge Wandrekombination (s. Kurven 1 und 3) dominieren bei höheren Drücken die elastischen Verluste. Wird an Teilchenverlusten neben der Wandrekombination auch die Volumenrekombination mitberücksichtigt, erfordert die Teilchenbilanz der Ladungsträger, s. Gl. 4.11), eine höhere Dichte n_A der angeregten Atome. Infolgedessen nehmen die Energieverluste durch Stufenprozesse zu, so daß Verluste durch inelastische Stöße gegenüber denen durch elastische Stöße auch bei höheren Drücken nicht mehr vernachlässigbar sind. Ob allerdings das Maximum der unter Berücksichtigung einer Volumenrekombination berechneten Kurven 2 und 4 ernst zu nehmen ist, ist zweifelhaft, da die Vernachlässigung der Molekülionendichte ($n_M \ll n_i$) in den Teilchenbilanzen für Drücke $p > 5\text{Torr}$ nicht mehr gerechtfertigt ist (s. Abschn. 4.3.).

Der Vergleich der berechneten Werte L_{el}/L_t mit den gemessenen Werten L_v/L_t in Abb. 4.9 deutet auf das Vorliegen von Trägerverlusten im Volumen hin. Durch diesen Vergleich zu einer genaueren Aussage über die für die Volumenverluste durch die Dreierstoßreaktion (I) maßgebliche Konstante b zu gelangen, ist nach unserer Meinung wegen der Unsicherheiten in den Wirkungsquerschnitten für Stufenprozesse und in dem Verlauf der Verteilungsfunktion der Elektronen nicht möglich. Der von uns zur Anpassung gewählte Wert $b = 50\text{Torr}^{-2}\text{s}^{-1}$ ist mit dem von Biondi (/54/) angegebenen Wert $b = 100\text{Torr}^{-2}\text{s}^{-1}$ verträglich (s. auch Anm. 8 in Abschn. 4.3.1.). Umgekehrt lassen unsere Meßergebnisse aus ähnlichen Gründen eine genauere Festlegung der Wirkungsquerschnitte für Stufenprozesse nicht zu. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung im Druckbereich $p \lesssim 1\text{Torr}$, in dem noch keine merklichen Volumenverluste zu erwarten sind, weist darauf hin, daß der Thomsonsche Wirkungsquerschnitt die Stufenprozesse größenordnungsmäßig richtig beschreibt.

Die Überlegungen dieses Abschnittes zeigen, wie die Messung der Leistungsbilanz Aufschlüsse über Elementarprozesse in Gasentladungen geben kann. Von besonderem Interesse ist es, Aussagen über die für die Volumenverluste verantwortlichen Teilchenreaktionen (I) und (II) bzw. über die Wirkungsquerschnitte für Stufenprozesse - insbesondere Stufenanregungen - zu gewinnen, da sich in diesen Fällen eine direkte Messung in Strahlexperimenten als besonders schwierig erweisen dürfte. Weitere Untersuchungen der Leistungsbilanz über einen noch größeren Druckbereich sind daher wünschenswert, wobei sich eventuell daran denken läßt, gezielte Eingriffe in den Entladungsmechanismus vorzunehmen, indem man etwa durch Bestrahlung mit geeignetem Licht die Dichte der angeregten Atome erhöht oder mit Hilfe eines Magnetfeldes die Wandverluste erniedrigt.

Volumenverluste können für den Mechanismus eingeschnürter Edelgasentladungen von Interesse (/65/) sein. Ferner können Teilchenreaktionen, die vom Typ (I) oder (II) sind, für Trägerverluste in der Ionosphäre eine Rolle spielen (/68/).

5. ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE

In einer stationären Ringentladung in Edelgasen (Ne, Ar, Kr, Xe, Druckbereich 0,3Torr...5Torr, Gefäßdurchmesser 11,2cm) wurden Leistungsmessungen in Verbindung mit Sondenmessungen durchgeführt.

Die gemessenen Verteilungsfunktionen der Elektronen zeigen über einen größeren Energiebereich einen exponentiellen Verlauf. Im Bereich der langsamen Elektronen ist die Messung der Verteilungsfunktion durch verschiedene ausführlich diskutierte Einflüsse gestört. Im Energiebereich, in dem inelastische Stöße möglich sind, deutet die Messung auf ein geringeres Defizit an schnellen Elektronen gegenüber der Maxwellverteilung hin, als nach der Theorie zu erwarten ist. Die gemessene örtliche (radiale) Variation der Elektronentemperatur ist innerhalb der Meßgenauigkeit von etwa 10% gering. Dieses Ergebnis läßt sich als eine Folge des Energietransportes durch Wärmeleitung im Elektronengas deuten. Die gemessenen Elektronentemperaturen stimmen gut mit Temperaturmessungen an entsprechenden Gleichstromentladungen überein.

Die gemessene Leistung der Gasaufheizung stimmt innerhalb der experimentellen Unsicherheit (etwa Faktor 2) mit den Werten überein, die sich aus den Sondenmessungen berechnen, wenn man annimmt, daß die Aufheizung allein durch elastische Elektron-Atom-Stöße erfolgt. Dabei wurde die Trägerdichte aus dem Ionenstrom der Sonde unter Berücksichtigung von Stößen zwischen den Ionen und den Atomen ermittelt.

Ein im Fall Argon durchgeführter Vergleich der gemessenen mit den berechneten Werten der Gasaufheizungsleistung und der elektrischen Gesamtleistung deutet darauf hin, daß bei Drücken oberhalb 1Torr Trägerverluste im Volumen mit zu berücksichtigen sind. (Die Trägerverluste im Volumen erhöhen die Dichte der angeregten Atome und infolgedessen die inelastischen Energieverluste durch Stufenprozesse.)

A N H A N G I

Ergänzung zu Abschn. 3.2.3.

Zur Beurteilung der Störung einer Entladung durch eine eingebrachte Sonde legen wir folgendes Modell zugrunde[12]: Wir betrachten ein kugelförmiges Entladungsgefäß vom Radius R, in dessen Mitte sich die Sonde befinden soll und nehmen eine Unterteilung in zwei Gebiete vor:

Das Gebiet I vom Radius r' enthalte die Sonde und ihre nähere Umgebung, in der die Quasineutralitätsbedingung verletzt ist. Es sei $r' \ll R$. Eine Trägererzeugung soll in diesem Gebiet vernachlässigbar sein.

Das Gebiet II (diffusionsgestörte Zone), das von der ferneren Umgebung der Sonde bis zur Wand reichen soll, erfülle die Voraussetzungen der Schottky-Theorie (/5/): es soll quasineutral sein ($n_e \approx n_i \approx n$) und durch die Teilchenbilanz

$$\operatorname{div} \vec{\Gamma}_{i,e} = \nu_I n_e \qquad (A1)$$

und die Impulsbilanz

$$\vec{\Gamma}_{i,e} = \pm \mu_{i,e} n_{i,e} \vec{E} - D_{i,e} \operatorname{grad} n_{i,e} \qquad (A2)$$

beschreibbar sein. Aus (A1) und (A2) ergibt sich in bekannter Weise (/24/) unter der Voraussetzung konstanter Temperaturen (der Träger und des Neutralgases) und unter Beachtung der Quasineutralitätsbedingung die ambipolare Diffusionsgleichung:

$$D_a \operatorname{div} \operatorname{grad} n + \nu_I n = 0 \qquad (A3)$$

---

[12] Diese Betrachtung hat einige Ähnlichkeit mit derjenigen von Ecker in (/24/). Während es jedoch diesem Autor auf eine Berechnung des Sondenstromes ankommt, soll unsere Fragestellung lauten, wie man bei einem durch das Experiment bekannten Sondenstrom zu einer Beurteilung der Störung der Entladung durch die Sonde gelangen kann.

Die Trägerdichte vor der Gefäßwand (r = R) sei Null. Im Fall genügend kleiner freier Weglängen der Träger ist diese Voraussetzung näherungsweise erfüllt. An der Grenze zum Gebiet I hin soll die Randbedingung

$$D_a \operatorname{grad} n = -\vec{\Gamma}_o$$

gelten, wobei $\vec{\Gamma}_o$ eine fest vorgegebene Teilchenstromdichte ist, die sich bei einer im Gebiet I vernachlässigbaren Trägererzeugung mit Hilfe von Gl. (A1) und (A2) auf den Teilchenstrom der Elektronen bzw. Ionen ($I_{e,i}$) auf die Sonde zurückführen läßt:

$$4\pi r'^2 \left|\vec{\Gamma}_o\right| = \frac{\mu_e}{\mu_i + \mu_e} \tilde{I}_i + \frac{\mu_i}{\mu_i + \mu_e} \tilde{I}_e \qquad (A4)$$

Die Lösung von Gl. (A3) für das Gebiet II läßt sich nun angeben:

$$n(r) = \frac{n_o R}{r}(\sin kr - \tan kR \cos kr), \quad k = \sqrt{\frac{\nu_I}{D_a}} \qquad (A5)$$

Im Fall $r' \ll R$ ergibt sich der Eigenwert k näherungsweise aus

$$\tan kR \approx \frac{\mu_e \tilde{I}_i + \mu_i \tilde{I}_e}{(\mu_i + \mu_e) 4\pi D_a n_o R} = : \beta \qquad (A6)$$

Da $\pi(4\pi D_a n_o R)$ der Teilchenstrom der Ladungsträger (im ungestörten Fall $\Gamma_o = 0$) auf die Gefäßwand ist, vergleicht β die Trägerverluste an der Sonde mit den Wandverlusten.

Abb. A1 zeigt den Verlauf der Trägerdichte nach Gl. (A5) für verschiedene Werte von β. Im Fall $\beta = 0$ ($\tilde{I}_i = \tilde{I}_e = 0$) liegt das Profil der ungestörten Entladung vor. Kommt β in die Größenordnung 1, erstreckt sich die diffusionsgestörte Zone bis an die Wand und die Entladung ist hinsichtlich des Dichte- und Potentialverlaufs stark gestört.

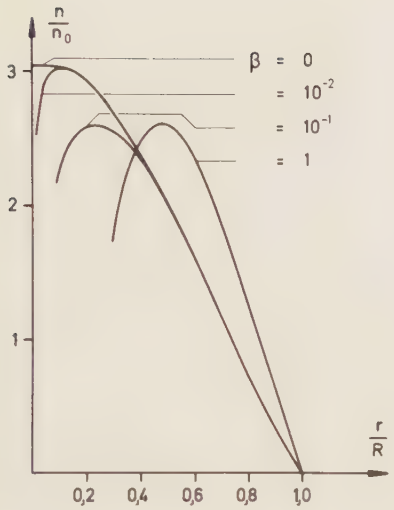

Abb. A1
Die Störung des Trägerdichteprofils durch eine Sonde im Zentrum eines kugelförmigen Entladungsgefäßes

Es ist beachtenswert, daß der Elektronenstrom gegenüber dem Ionenstrom um den Faktor μ_i/μ_e reduziert in den Parameter β eingeht, s.(A6). In diesem Zusammenhang ist ein Experiment von Barnes (/66/) zu erwähnen. Dieser Autor mißt die Dichtestörung, die von einer radial in eine Entladung bewegten Sonde verursacht wird, mit Hilfe einer gegenüberliegenden Wandsonde. Er findet im Elektronensättigungsstromgebiet keine größere Störung als im Ionensättigungsgebiet.

A N H A N G II

Zusammenstellung einiger Wirkungsquerschnitte

Approximation der in (/61/) angegebenen Transportquerschnitte Q_m für elastische Elektron-Atom-Stöße durch analytische Ausdrücke:

Helium:

$$\frac{Q_m}{10^{-16}\,cm^2} = -0{,}275\frac{E}{eV} + 6{,}7 \qquad E < 20eV$$

Neon:

$$= \begin{cases} 1{,}53\frac{E}{eV} + 0{,}50 & E < 0{,}75eV \\ 0{,}075\frac{E}{eV} + 1{,}59 & 0{,}75eV < E < 16eV \end{cases}$$

Argon:

$$= 8{,}5\exp(-13\frac{E}{eV}) + 1{,}61\frac{E}{eV} - 0{,}44 \qquad E < 10eV$$

Krypton:

$$= \begin{cases} 4{,}5\exp(-12{,}8\frac{E}{eV}) & E < 0{,}3eV \\ 0{,}36(\frac{E}{eV})^2 - 0{,}46(\frac{E}{eV}) + 0{,}20 & 0{,}3eV < E < 1eV \\ 0{,}31\frac{E}{eV} - 0{,}21 & 1eV < E < 9eV \end{cases}$$

Xenon:

$$= \begin{cases} 14\exp(-13{,}5\frac{E}{eV}) & E < 0{,}3eV \\ 1{,}14(\frac{E}{eV})^2 - 1{,}6(\frac{E}{eV}) + 0{,}64 & 0{,}3eV < E < 1eV \\ 0{,}67\frac{E}{eV} - 0{,}49 & 1eV < E < 8eV \end{cases}$$

Inelastische Wirkungsquerschnitte für Argon:
Anregung aus dem Grundzustand (/48/):

$$Q_A = 1{,}0 \cdot 10^{-17}(E - E_A)\frac{cm^2}{eV}$$

Ionisation aus dem Grundzustand (/48/):

$$Q_I = 2{,}4\ 10^{-17}(E - E_I)\frac{cm^2}{eV}$$

Wirkungsquerschnitt für Stufenionisation nach Thomson (/57,51/):

$$Q_{AI} = \frac{e^4}{(4\ _o)^2}\ \frac{1}{E}\ (\frac{1}{E_I - E_A} - \frac{1}{E})$$

$$= 6{,}5\ 10^{-14}\ \frac{1}{E}\ (\frac{1}{E_I - E_A} - \frac{1}{E})(eV)^2 cm^2$$

Für den Fall von Stufenanregungen zwischen Zuständen der Energie E_A und $E_{A'}$ ist $E_I - E_A$ durch $E_{A'} - E_A$ zu ersetzen.

A N H A N G · III

Liste häufig benutzter Abkürzungen

k	Boltzmannkonstante
e	Elementarladung
L_t	elektrische Gesamtleistung der Entladung
L_v	(gemessene) Leistung der Gasaufheizung
L_{el}	Leistung der Gasaufheizung infolge elastischer Elektron-Atom-Stöße
P	Volumendichte der Leistung (P_{el}, P_t)
m	Teilchenmasse
n	Teilchendichte
λ	freie Weglänge
T	(kinetische) Temperatur
$U_e = \frac{kT_e}{e}$	Spannungsäquivalent der Elektronentemperatur
μ	Beweglichkeit
w	mittlere thermische Geschwindigkeit
I	elektrischer Strom
$\tilde{I}$	Teilchenstrom
$\vec{\Gamma}$	Teilchenstromdichte
λ_D	Debyelänge der Elektronen
E	Energie der Elektronen
$f(\vec{v})$	Verteilungsfunktion der Elektronen
$f_o(v)$	isotroper Anteil von $f(\vec{v})$
$\varkappa$	Bruchteil der Energie, den die Elektronen bei einem Atomstoß im Mittel abgeben
Q	Wirkungsquerschnitt
τ_{WR}	durch Diffusion zur Wand bestimmte Lebensdauer der Ionen
D_a	ambipolarer Diffusionskoeffizient
b	Konstante, die die Rate der Reaktion (I) (s. Abschn. 4.3.1.) beschreibt
r	Abstand von der Achse eines zylindrischen oder kugelförmigen Entladungsgefäßes
R	Radius eines zylindrischen oder kugelförmigen Entladungsgefäßes
p	Gasdruck (sofern nicht anders vermerkt, beziehen sich Druckangaben auf Zimmertemperatur)

Indices:

i	Ionen (T_i, n_i...)
e	Elektronen (T_e, n_e...)
N	Neutralteilchen (T_N, m_N...)
M	Molekülionen (n_M...)
I	Ionisation (E_I, $_I$...)
A	Anregung (E_A, $_A$...)

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

1 Pupp,W., Z.Phys.67(1931)297
2 Sommermeyer,K.,Ann.Phys.13(1932)315
3 Kenty,C.,Easley,M.A.,Barnes,B.T.,J.Appl.Phys.22(1951)1006
4 Hayess,E.,Venzke,D.,Wojaczek,K.,Beitr.Plasmaphys.7(1967)461
5 Schottky,W.,Physik.Z.25(1924)362,635
6 Eidmann,K.,8.International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers, Wien 1967,534
7 Eidmann,K.,erscheint in Beitr.Plasmaphys.9(1969)
8 Berlande,J.,Goldan,P.D.,Goldstein,L.,Appl.Phys.Letters 5(1964)51
9 Biondi,M.A.,Chanin,L.M.,Phys.Rev.94(1954)910
10 Sommermeyer,K.,Ann.Phys.28(1937)240
11 Schneider,F.,Z.angew.Phys.6(1954)456
12 Okuda,T.,Yamamoto,K.,J.Appl.Phys.31(1960)158
13 Druyvesteyn,M.J.,Z.Phys.64(1930)781
14 Friar,E.M.,Report 23.Ann.Conf.Phys.Electr.MIT Cambridge Mass.(1963)195
15 van Eck,J.,S.C.M.Luijendijk Physica 36(1967)49
16 Wiesemann,K.,Dissertation Marburg 1968
17 Wiesemann,K.,Phys.Letters 25A(1967)701
18 Crawford,F.W.,J.Appl.Phys.34(1963)1897
19 Druyvesteyn,M.J.,Warmholtz,N.,Phil.Mag.17(1934)1
20 Eidmann,K.,Diplomarbeit,Marburg 1965
21 Eidmann,K.,Walcher,W.,Wiesemann,K.,Trans.III.Int.Vac. Congr.Vol.2,Part II(1965)397
22 Aisenberg,S.,J.Appl.Phys.35(1964)130
23 Kagan,Yu.M.,Perel,V.I.,Sov.Phys.-Techn.Phys.(Engl.Übers.) 10(1966)1556
24 Ecker,G.,Mc Clure,J.,Ann.Phys.15(1965)69
25 Bohm,D.et al.in"The Charakteristics of Electrical Discharge in Magnetic Fields",Guthrie,A.and Wakerling,R.K., New York 1949
26 Allen,J.E.,Boyd,R.L.F.,Reynolds,F.,Proc.Phys.Soc. (London) B 70(1957)297
27 Bernstein,I.B.,Rabinowitz,I.,Phys.Fluids 2(1959)112
28 Laframboise,J.G.,University of Toronto Institute for Aerospace Studies Report Nr.100,Canada,1966

29 Boyd,R.L.F.,Proc.Roy.Soc.Lond.201(1950)329
30 Su,C.H.,Lam,S.H.,Phys.Fluids 6(1963)1479
31 Cohen,I.M.,Phys.Fluids 6(1963)1492
32 Langmuir,I.,Phys.Rev.26(1925)585
33 Self,S.A.,Shih,C.H.,Phys.Fluids,11(1968)1532
34 Chanin,L.M.,Biondi,M.A.,Phys.Rev.106(1957)473
35 Wiesemann,K.,Z.Phys.219(1969)462
36 Hagstrum,H.D.,Phys.Rev.104(1956)309
37 Wojaczek,K.,Beitr.Plasmaphys.1(1961)30
38 Kagan,Yu.M.et al.,Opt.Spektrosk.15(1963)13
39 Cabannes,F.,Ann.de Phys.10(1955)1026
40 Thomson,J.J.,Phil.Mag.4(1927)1128
41 Eckert,H.U.,J.Appl.Phys.33(1962)2780
42 Ginzburg,V.L.,Gurevic,A.V.,Fortschritte der Physik 8(1960)97
43 Shkarofsky,I.P.et al.,"The Particle Kinetics of Plasma", Addison-Wesley Publishing Company,1966
44 Margenau,H., Phys.Rev.73(1948)297
45 Wojaczek,K.,8.International Conference on Phenomena in Ionized Gases,Invited Papers,Wien 1967,413
46 Rother,H.,Z.Phys.173(1963)441
47 Wojaczek,K.,Beitr.Plasmaphys.3(1965)181
48 Maier-Leibnitz,H.,Z.Phys.95(1935)449
49 Eidmann,K.,Proceedings of the Symposium on One-Particle Distribution Funktions in Plasmas,Marburg,1968,5-1
50 Kagan,Yu.M.,Ljagustschenko,R.I.,J.T.P.32(1962)192 Dt.Übersetz.Phys.Abhandl.SU 7(1963)51
51 Wojaczek,K.,Beitr.Plasmaphys.5(1965)307
52 Mewe,R.,Report 69-50 FOM-Instituut voor Plasma-Fysica, Rijnhuizen-Jutphaas-Nederland,1969
53 Biondi,M.A.,The Proceedings of the 3.International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions,London 1963 S.491
54 Biondi,M.A.,Phys.Rev.129(1963)1181
55 Loeb,L.B.,Basic Processes of Gaseous Electronics,University of California Press,Bereley and Los Angeles 1955,S.586ff.
56 Chen,C.L.et al.,Phys.Rev.121(1961)1391
57 Thomson,J.J.,Phil.Mag.23(1912)419
58 Hornbeck,J.A.,Molnar,J.P.,Phys.Rev.84(1951)621

59 Loeb,L.b.,l.c.55,S.701ff.
60 Pahl,M.,Z.Naturforschg.14a(1959)239
61 Braglia,G.L.et al.,Comitato Nazionale Energia Nucleare Report RT/FI(65)60,Rom 1965
62 Barnes,B.T.,J.Appl.Phys.37(1966)694
63 Phelps,A.V.,Molnar,J.P.,Phys.Rev.89(1953)1202
64 Eidmann,K.,erscheint in 9.International Conference on Phenomena in Ionized Gases,Bukarest,1969
65 Wojaczek,K.,Beitr.Plasmaphys.8(1968)109
66 Barnes,B.T.,J.Appl.Phys.33(1962)3319
67 Phelps,A.V.,Brown,S.C.,Phys.Rev.86(1952)102
68 Bates,D.R.,Massey,H.S.W.,Proc.Roy.Soc.,A,187(1946)261; A 192(1947)1

Herrn Prof. Dr. Walcher möchte ich für sein dauerndes Interesse am Fortgange der Arbeit und für die weitgehende Unterstützung, die er ihr jederzeit gewährte, herzlich danken. Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Dr.M.Fischer und meinen Laborkollegen, den Herren Dr. K. Wiesemann, Dipl.Phys.G.Fuchs und Dipl.Phys. H.C. Herbert für anregende Diskussionen.

L E B E N S L A U F

Am 21. Januar 1940 wurde ich als Sohn des Kaufmanns Herbert Eidmann und seiner Ehefrau Erna geb. Haaso in Dortmund geboren. Dort wohnte ich bis 1966 und von der Zeit ab in Marburg/Lahn. Seit 1966 bin ich mit Gerda Eidmann geb. Schick verheiratet. Wir haben einen Sohn.

Meine Ausbildung begann im Frühjahr 1946 in der Volksschule Dortmund-Schanze. 1950 trat ich in das Staatliche altsprachliche Gymnasium Dortmund ein, in dem ich im Frühjahr 1959 die Reifeprüfung ablegte. Vom Sommersemester 1959 bis zum Sommersemester 1965 habe ich - mit Ausnahme des Sommersemesters 1962 und des Wintersemesters 1962/63, in denen ich an der Universität München immatrikuliert war - an der Philipps-Universität Marburg/Lahn Physik studiert. Dort begann ich im Frühjahr 1963 mit der Anfertigung einer Diplomarbeit und legte am 27. Juli 1965 die Diplom-Hauptprüfung ab.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren Bopp, Dimroth, Fraunberger, Hückel, Huckemann, Kamke, Klingen, Kneser, Koppe, Kowalski, Kranz, Madelung, Petzold, Peyerimhoff, Rollwagen, Vogt, Walcher, Wolter.